

# **Lézerimpulzusok vivőhullám-burkoló-fáziscsúszásának mérése lineáris optikai módszerrel**

Ph.D. értekezés

**Szerző:**

**Jójárt Péter**

**Témavezető:**

**Dr. Osvay Károly**



**Fizika Doktori Iskola**

**Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék**

**Szegedi Tudományegyetem**

**Természettudományi és Informatikai kar**

**2014**

# Tartalomjegyzék

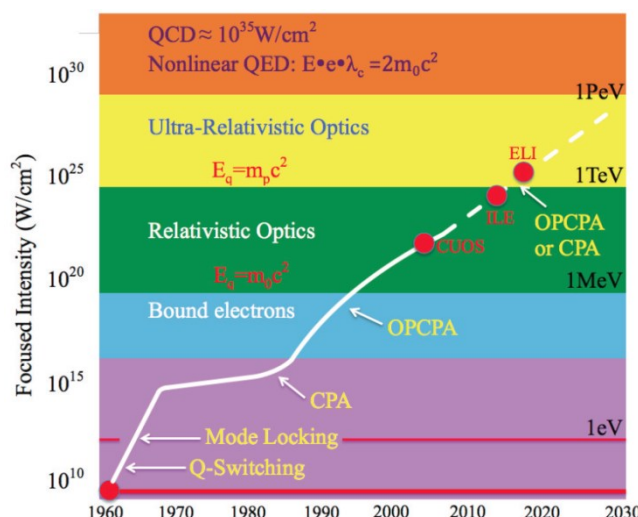
1.	<b>Bevezetés</b>	3
2.	<b>Szélessávú lézerimpulzusok és a frekvenciafésű</b>	7
2.1.	Lézerimpulzusok leírása	7
2.2.	A lézeres frekvenciafésű koncepciója	7
3.	<b>A CEP csúszásának mérése</b>	9
3.1.	Mérés másodrendű keresztkorrelátorral	9
3.2.	Mérés $f$ - $2f$ interferométerrel	10
3.3.	Mérés $0$ - $f$ interferométerrel	11
3.4.	Mérés stereo above threshold ionization módszerrel	11
3.5.	A spektrálisan és térben bontott interferometriai mérés	12
4.	<b>CEP változtatási és stabilizálási módszerek</b>	15
4.1.	Változtatás ékpárokkal	15
4.2.	Stabilizálás a pumpalézer teljesítmény modulációjával	16
4.3.	Az oszcillátor végtükrének a döntése	16
4.4.	A feed-forward rendszer	17
5.	<b>Célkitűzések</b>	19
6.	<b>Spektrálisan bontott interferometrián alapuló fáziscsúszás-mérési eljárás</b>	20
6.1.	Alap-ötlet	20
6.2.	Modellezés	21
7.	<b>A kísérleti megvalósítás, fejlesztések</b>	29
7.1.	Az első kísérleti elrendezés	29
7.2.	Hőtágulás és kompenzálása	31
7.3.	Rezgések csökkentése	35
7.4.	Mérésadatgyűjtéssel kapcsolatos fejlesztések	44
8.	<b>Mérési eredmények és alkalmazások</b>	49
8.1.	Az elmélet első kísérleti tesztelése	49
8.2.	A módszer kereszt-kalibrációja az $f$ - $2f$ mérési módszerrel	51
8.3.	Femtosekundumos lézeroszillátor CEP csúszásának stabilizálása	56
8.4.	Mérések végzése pikosekundumos impulzusokkal	56
9.	<b>Összefoglalás, tézispontok</b>	62
9.1.	Magyar nyelven	62
9.2.	Angol nyelven / Summary in english	64
10.	<b>Tézispontok alapjául szolgáló publikációk</b>	68
11.	<b>Felhasznált irodalom</b>	71
12.	<b>A gyakori rövidítések magyarázata</b>	75
13.	<b>Köszönetnyilvánítás</b>	76

# 1. Bevezetés

Az ultragyors folyamatok kutatási területén alkalmazott látható illetve közeli-infravörös lézerimpulzusok időbeli hossza elérte a fényhullám közel egy optikai periódusnyi időtartamát.[1] Így az intenzitás időbeli lefutása nagyon gyors. Ebből következik, hogy a gyakran használt „lassan változó burkológörbe” közelítést ezen a tudományterületen csak erős fenntartásokkal lehet használni. A vivőhullám-burkoló fázis (az angol nyelvű szakirodalomban *carrier-envelope phase, CEP*) fogalmát használják a burkológörbe és az elektromos tér maximumainak az egymáshoz viszonyított helyzetének a leírására.

Mivel az előállított fényimpulzusok – időbeli rövidegükhöz képest – jelentős energiát tartalmazhatnak, így a nemlineáris optikai jelenségek könnyen előidézhetőek és tanulmányozhatóak. Ezen jelenségek közös jellemzője, hogy a fényimpulzusban fellépő elektromos térerősség összemérhető, illetve sok esetben nagyobb is, mint az a térerősség, amely atomokban az elektronokat kötött állapotban tartja. (1. ábra) Az elektronokra ható ilyen perturbáció (a  $10 \text{ GW/cm}^2$  intenzitás-tartomány felett) hétköznapi szemmel nézve furcsa folyamatok sokaságát hozza létre.

A talán leggyakrabban használt nemlineáris folyamat a frekvencia-kétszerezés [2], melyben a bemenő fényhez képest fele akkora hullámhosszúságú fény keletkezik. Összeg vagy különbségi frekvencia keltéssel [3] és optikai parametrikus folyamatokkal [4] pedig 150 nm és  $10 \mu\text{m}$  között bármilyen hullámhosszon lehetséges rövid fényimpulzusokat kelteni.



1. ábra: Az elérhető lézerintenzitás évek szerint, a vizsgálható optikai folyamatok, és az előállítás módjai [5]

A többfoton-abszorpció (anyagtól függően) a  $10^{12} \text{ W/cm}^2$  nagyságrendű fényintenzitás felett válik mérhetővé. Ekkor kettő vagy több foton energiája együttesen úgy gerjeszt egy

atomot vagy molekulát, mintha azt egyetlen, nagyobb energiájú (rövidebb hullámhosszú) foton tette volna. Ennek egyik alkalmazása például a biológiában, orvostudományban alkalmazott multifoton-abszorpciós mikroszkóp [6, 7]. Ebben a készülékben a mintát fluoreszkáló festékkel festik meg, majd ultrarövid lézerimpulzusokat fókuszálnak rá. Az élő szövetek infravörös fényben majdnem átlátszóak, így a fény akadálytalanul jut el a fókuszpontba, ahol csak egy kisebb mint egy mikrométeres részben gerjeszti a festékmolekulákat. A fókuszfoltot mozgatva a teljes minta három dimenzióban végig szkennelhető, minden eddiginél részletesebb képet alkotva.

Molekulaszerkezeti változások vizsgálatára az úgynevezett pumpa-próba elrendezésű kísérletekben a femtoszekundumos impulzusok (gyakorlatilag nagyon gyors vakuként használva) egyszerre tesznek lehetővé nagy időbeli és spektrális felbontást. Itt a mintát először egy rövid, nagy intenzitású fényimpulzussal gerjesztik, így a molekulák egy bizonyos állapotba kerülnek. A molekulák is, mint a fizikai rendszerek általában, az energia-minimumra törekednek, és ezt például foton kibocsátásával, vagy valamilyen szerkezeti változással érik el. Illetve, ha a gerjesztő fotonok intenzitása elérte a körülbelül  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> – es nagyságrendet, úgynevezett „Coulomb-explosion” [8] következik be, és a molekula szétesik. Az előbbi folyamatoknak az egyes lépéseit úgy lehet megvizsgálni, hogy a gerjesztés utáni különböző pillanatokban (egy második fényimpulzussal) felveszik az abszorpciós spektrumot. A fénysebesség nagy értéke miatt a késleltetést mechanikus eltolókkal is femtoszekundumnál nagyobb pontossággal lehet beállítani. (A pontosságot csak az optikai asztal rezgésmentessége limitálja.) A kémiai reakciók átmeneti állapotainak femtoszekundum időfelbontású spektroszkópiai vizsgálati módszerét femtokémiának nevezzük. Ennek az új tudományterületnek a megteremtésében jelentős szerepe volt Ahmed Zewailnak, aki munkásságáért 1999-ben kémiai Nobel díjat kapott [9].

Ultrarövid fényimpulzusokkal nem csak a molekulák vizsgálatára van lehetőség, hanem a kémiai reakciók irányítására (pl. egy bizonyos kötés szelektív gerjesztése, izomer molekulákból csak az egyik változat előállítása) is. Ezt koherens kontrollnak [10] nevezzük.

Ha a nagyobb intenzitások felé tekintünk, további nemlineáris optikai jelenségek idézhetőek elő. Az egyik ilyen jelenség a szuperkontinuum, azaz fehér fény keltése [11]. Ez  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>-es intenzitás felett (pl. a TeWaTi lézerrendszer kimenetét lefókuszálva) levegőben is könnyen bekövetkezik. Azonban a gyakorlatban jobb hatásfokkal alkalmazhatóak erre a hosszanti üreget tartalmazó fotonikus kristály szálak [12], melyekben  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> feletti intenzitás is elegendő (így erősítetlen impulzusokkal is jól használható). Az

előállított fény térbeli koherenciája jó, és csúcshintenzitása összemérhető a keltő lézerfényvel, ezért előszeretettel alkalmazzák különböző spektroszkópai kutatásokban, illetve a fényimpulzusok méréstechnikájában.

A  $10^{15} \text{ W/cm}^2$ -t meghaladó intenzitású, erősített rövid lézerimpulzusokkal ennél extrémebb jelenség is tanulmányozható: például a magas felharmonikus keltés (HHG). [13,14] A kísérleti munka során az is bebizonyosodott, hogy ha a magas harmonikusok keltéséhez mindössze egy optikai ciklusból álló fényimpulzust használnak, akkor lehetséges egyetlen, önálló, néhány attoszekundumos impulzus keltése. [15-17] Ezeknél a kísérleteknél a keltett magas harmonikus fény spektruma viszont a keltő impulzus elektromos terének időbeli alakjától függ.

Az erősített lézerimpulzusokat vékony szilárd céltárgyakra vagy gáz-plazmába löve (a ponderomotoros erő miatt) a töltött részecskék olyan módon való átrendeződése következik be, amely akár  $10\text{-}100 \text{ GV/m}$  elektromos térerősséget hoz létre a fény terjedési irányában. Ez mintegy ezerszerese a hagyományos RF lineáris gyorsítók térerősségének, így ezen módszer segítségével a jelenleginél olcsóbb, kisebb méretű (akár „table-top”) részecskegyorsítók építhetők. Ezek az orvosi alkalmazásokat (pl. onkológia) tehetik elérhetőbbé a betegek számára. (Mint ismert, a röntgen és gammasugarak által leadott energia a felülettől befelé haladva exponenciálisan csökken, de nagyobb mélységbe is sok energia jut el. Ezzel szemben, a gyorsított atommagok az energiájuk legnagyobb részét egy, a kezdeti energiától függő mélységben, néhány centiméternyi út alatt adják le, így a daganat pontosabban kezelhető, az egészséges szövetek könnyebben megóvhatóak.) [18-20]

Ezekkel a kutatásokkal párhuzamosan, a vivőhullám-burkoló fázis időbeli változása a precíziós lézer-spektroszkópiában fontos szerephez jutott. A lézer-spektroszkópiában a minél keskenyebb sáv szélességű, nagy pontossággal ismert hullámhosszú fényforrások megalkotása a cél. Ehhez a hagyományos módszer szerint mikrohullámú referencia-jelhez (például cézium atomóra, mellyel kezdetben  $10^{-11}$ , jelenleg jobb mint  $10^{-14}$  pontosság érhető el [21]), illetve egymáshoz szinkronizáltak különböző infravörös fényforrásokat (pl.: vízgőz  $78\mu\text{m}$  és  $28\mu\text{m}$ , szén-dioxid  $9\text{-}10\mu\text{m}$ -es spektrumvonalai), bonyolult konverziós láncot alkotva [22]. Ezzel a módszerrel számos optikai frekvenciát megmérték [pl.: 23, 24], de az üzemeltetés bonyolult, a berendezés drága, és a különböző hullámhossz-tartományú mérésekre egyedileg kell a konverziós lánc lépéseit megtervezni.

Forradalmi változásokat hozott azonban a spektroszkópiában az úgynevezett „frekvenciafésű” koncepciója, melyet a következő fejezetben részletesen ismertetek. Az elért

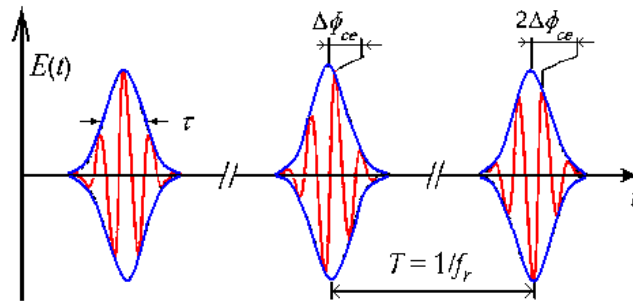
pontosság-növekedés (nagyságrendileg  $10^{-18}$  pontosság) olyan nagy, hogy felvetődött az optikai frekvenciamérésen alapuló időmérő sztenderd megalkotásának gondolata is. [21,25] A „pontosság iránti szenvedélyért” [21] Theodor W. Hänsch és J.L.Hall 2005-ben Nobel díjat kapott: *"for their contributions to the development of laser-based precision spectroscopy, including the optical frequency comb technique."* Az elért pontosság alkalmas az alapvető fizikai állandók kutatására is. [26]. Emellett csillagászati spektrográfok nagy pontosságú kalibrációjára [27, 28] is alkalmaznak frekvenciafésűt, hiszen a spektrállámpák vonalai (a frekvencia-fésűvel ellentétben) egyáltalán nem egyenletesen helyezkednek el, az intenzitásuk és a vonalszélességük is rendkívül változatos, esetenként, évek elteltével, nem reprodukálhatóak tökéletesen. A csillagászatban a csillagfényben mért spektrumvonalaknak Doppler effektusból következő vörös eltolódását egyfajta kozmikus traffipax-ként használják, többek között legfőképpen az Univerzum tágulását, csillagok és galaxisok radiális sebességét határozzák meg a segítségével. A mérések során nem ritka, hogy több évnyi spektrum-adatot kell összegyűjteni, és ehhez magának a spektrográf kalibrációjának is tökéletesen állandónak kell maradnia. A frekvenciafésűs kalibráció és a jövőben felépítendő több 10 méteres átmérőjű teleszkópok (pl. az European Extremely Large Telescope) által elérhető pontosság körülbelül másodpercenkénti 1 centiméteres sebesség évekig tartó mérését is lehetővé teszi. (Összehasonlításképpen, a Föld 10 cm/s sebességgel mozgatja a Napot a közös tömegközéppont körül, egy éves periódussal. [29] Azaz, földszerű bolygók detektálása is lehetségessé válik.)

A dolgozatom következő fejezetében ismertetem a lézerimpulzusok leírását, és ebből levezetem a frekvenciafésű koncepcióját. A frekvenciafésű gyakorlati megvalósításához szükséges a vivő-burkoló-fázis (CEP) csúszásának mérése és stabilizálása, melyekre korábban kifejlesztett és mára elterjedt megoldásokat ismertetem a 3. és a 4. fejezetben. Az általam kifejlesztett, csak lineáris optikai elemeket és effektusokat alkalmazó, spektrálisan bontott interferometriai megoldás alapelvét és matematikai modelljét a 6. fejezetben írom le. A kísérleti környezet hatásai, például a hőtágulás és a rezgések jelentős mérési hibát okoznak, melyek kiküszöbölésének érdekében végzett fejlesztéseket a 7. fejezetben foglalom össze. Végül a 8. fejezetben ismertetem a mérési eredményeimet.

## 2. Szélessávú lézerimpulzusok és a frekvencia-fésű

### 2.1 Lézerimpulzusok leírása

Az ultrarövid fényimpulzusok spektruma – az idő- illetve a spektrális képbeli leírást összekötő Fourier transzformáció szerint – igen széles spektrális tartományt foglal el, a femtoszekundumos lézeroszcillátor tulajdonképpen egy hosszú bázistávolságú Fabry-Perot interferométernek (FPI) is tekinthető. Ebből következően az oszcillátor által kibocsátott fényimpulzus-sorozat spektruma diszkrét, vékony vonalakkól (a rezonátor módusai) kell álljon, amelyek spektrális távolsága az  $f_r$  ismétlési frekvencia. Ezt a szabályos spektrumvonal-mintázatot nevezik *frekvenciafésűnek*. A lézerrezonátorban különféle, diszperzióval rendelkező optikai anyagok találhatók, melyekben a fázis- és csoportsebesség nem egyezik meg. Emiatt a rezonátorban keringő fényimpulzus burkoló görbéjének helyzete változik (csúszik) a vivőhullám csúcsaihoz képest (2. ábra). Ez a helyváltozás alapvetően fázisváltozásként jellemezhető, és vivőhullám-burkoló fáziscsúszásnak, angolul *CEP-shift*-nek nevezik.



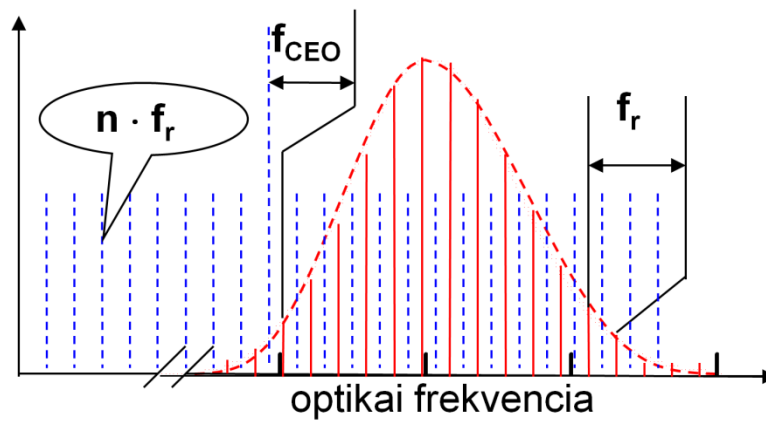
2. ábra: A vivő-burkoló fázis csúszás szemléltetése

### 2.2 A frekvenciafésű koncepciója

A frekvenciafésű gondolata még 1978-ban merült fel. Eckstein, Ferguson, és Hänsch [30] említették meg cikkükben először, hogy a módus-szinkronizált lézerek spektroszkópai célra bizonyos szempontból jobbak a Fabry-Perot rezonátoroknál, hiszen itt a módustávolság a teljes sáv szélességen belül tökéletesen állandó, vagyis a rezonátorban lévő anyagi diszperzió nem teszi egyenetlenné.

Egy ilyen spektrális „fésű” fogainak pontos helye – az ismétlési frekvenciából és az impulzusok kezdőfázisának időbeli változásaiból – egyértelműen meghatározható:

$$f_n = f_{CEO} + (n \cdot f_r) \quad \text{ahol} \quad f_{CEO} = \frac{\Delta\phi_{CE}}{2\pi} \cdot f_r \quad (1)$$



3. ábra: A spektrális fésű szemléltetése

Az ismétlési frekvencia, és a vivő-burkoló offszet frekvencia is mérhető, akár atomóra pontossággal. (Utóbbira később ismertetem a mérési módszereket.) A hibaterjedés szerint, az  $n$ -edik spektrumvonal optikai frekvenciájának hibája ekkor

$$\Delta f_n = \Delta f_{CEO} + (n \cdot \Delta f_r), \quad (2)$$

melyet döntő részben az ismétlési frekvencia hibája határoz meg, hiszen  $n$  értéke milliós nagyságrendű. Ha viszont a mért lézer spektrális tartományában van egy másik lézerünk, amely által kibocsátott optikai frekvenciát tekintjük az optikai frekvencia-sztenderdnek, akkor ezen két lézer összelebegési frekvenciáját mérve megkapható (és akár korrigálható) az atomóra mérési hibája.[25, 31]

Így tehát egy, pontosan ismert optikai frekvenciákkal rendelkező, sűrű spektrumvonal-sorozat állítható elő, mely alkalmas például nagy spektrális távolságok pontos mérésére [32] illetve egyes spektrumvonalak abszolút frekvenciájának meghatározására [26] is. Az elérhető pontosság nagyságrendjét jól szemlélteti, hogy egy tipikus, 80MHz-es ismétlési frekvenciájú titán-zafír oszcillátor két spektrumvonala között mindössze 0,17 pikométer a hullámhosszkülönbség, és a módszerrel ennek a töredékeit is könnyűszerrel meg lehet mérni.

Ahhoz, hogy a frekvenciafésű egy, a gyakorlatban jól használható megoldássá váljon, számos, technikai kihívást jelentő feladatot is meg kellett oldani. Egy átlagos femtoszekundumos lézeroszcillátor rezonátorhossza által biztosított optikai úthossz nem állandó, melynek két legfőbb oka az optomechanikai eszközök véges mechanikai stabilitása, környezeti hatások, valamint a pumpalézer teljesítményének kis ingadozása. Emiatt a lézer spektrumának vonalai időben nem állandóak. A következő fejezetben ismertetem a vivő-burkoló fáziscsúszás mérésére a tudományos közösség által eddig alkalmazott módszereket, ezek előnyeit, és néhány hátrányát, amelyek kiküszöbölésére készítettem el egy, csak lineáris optikai alapokon nyugvó kísérleti elrendezést.

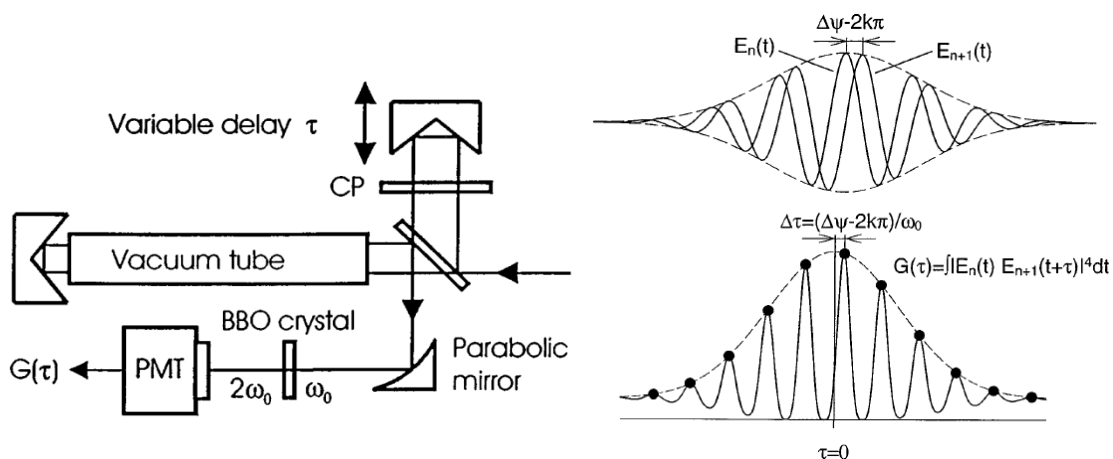


### 3. A CEP csúszásának mérése

#### 3.1 Mérés másodrendű keresztkorrelátorral

Az alábbi kísérleti elrendezés tulajdonképpen egy interferometrikus kereszt-korrelátor, melyben egymás utáni fényimpulzusokat interferáltattak. A [33]-ban leírtak szerint a  $G(\tau)$  korrelációs görbét a  $\tau$  késleltetés függvényében ábrázolva, a vivő-burkoló fáziscsúszás változása a görbe oldalirányú eltolódását okozza (4. ábra).

A módszer egyik hátránya, hogy nemlineáris folyamatot alkalmaz, így viszonylag nagy intenzitás-igényt támaszt. További hátrány, hogy nem ad valós idejű eredményt, mert a késleltetés változtatása mechanikusan történik, és az eredményhez a rezgetőnek legalább egy fél periódusát végig kell várni. (A hivatkozott cikk sajnos nem írja, hogy mekkora volt a késleltetés változtatásának periódusideje, de saját tapasztalataim szerint, a rezgető és a tükrök, tükrőtartók tehetetlensége a minimális periódusidőt néhányszor 10 ms-ra korlátozza, tehát több millió egymás utáni lézerimpulzus egyfajta átlaga kapható meg ezzel a módszerrel.)



4. ábra: L.Xu és munkatársai által használt kísérleti elrendezés, és működési elve. [33]

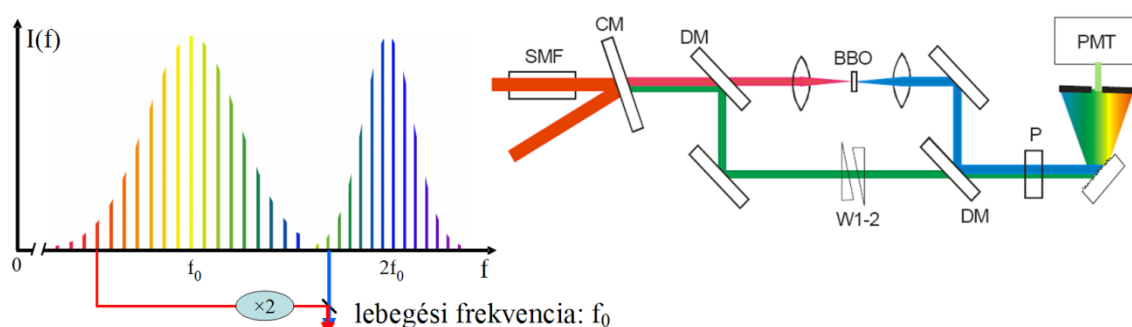
A kutatás magyar vonatkozása, hogy a méréshez használt oszcillátorban (prizmás kompresszor helyett) a Magyarországon, Szipőcs Róbert és munkatársai által feltalált fázismodulált („csörpölt”) tükröket használták fel a diszperzió kompenzálására. [34 - 36] Az ilyen tükrökön lévő bonyolult réteg-szerkezetről a különböző hullámhosszú fénysugarak más-más mélységből verődnek vissza, ezáltal a spektrális fázistolás jól tervezhető nagy spektrális sáv szélességre is. A fázismodulált tükrök használata azóta általánossá vált, szinte minden modern ultrarövid impulzusú lézer rezonátorában előszeretettel használják a gyártók. Megemlítendő, hogy [37]-ben Jones és munkatársai is nagyon hasonló mérő módszert alkalmaztak.

### 3.2. Mérés $f$ - $2f$ interferométerrel

A vivő-burkoló fáziscsúszás mérésére kézenfekvőnek tűnik a frekvenciafésű szabályos, vonalas jellegét kiaknázni. Erre alapul az úgynevezett  $f$ - $2f$  interferometria [38, 39] is.

Telle és társai [40] 1990-ben javaslatot tettek arra, hogy egy, sok lépésből álló különbségi frekvencia-keltő láncsal egymáshoz lehetne szinkronizálni az Nd:YAG lézer alap és másodharmonikusát. Ez a gondolat köszön vissza ebben a mérési módszerben is, de titán-zafír lézerrel. Ennek oka, hogy a titán-zafír kristály emissziós sáv szélessége rendkívül széles, jó konstrukció és beállítások esetén a spektrum félérték szélessége meghaladja a 300 nm-t, talptól talpig pedig akár a 650 - 1100 tartományt is lefedi. Ez azt jelenti, hogy rövidebb, mint 4 femtoszekundum impulzushossz is elérhető [1]. Ez (a tipikusnak számító) 200 mW-os átlagteljesítmény és 80 MHz-es ismétlési frekvencia esetén kb. 700 kilowatt csúcsteljesítményt jelent, amely lefókuszálva nagyon könnyen működtet nemlineáris optikai folyamatokat.

A mára általánossá vált  $f$ - $2f$  módszer (5. ábra) alapelve, hogy ha egy oktáv szélességű spektrumot másodharmonikus-keltés segítségével frekvencia-kétszerezünk, akkor az optikai frekvenciák összelebegnek, akár a hullámtan előadáson egymás mellé tett, két majdnem azonos frekvenciájú hangvilla. Az alap, és másodharmonikus spektrálisan átfedő részének lebegését egy gyors fotodetektorral vizsgálva megjelenik a vivő-burkoló-offset frekvencia ( $f_{\text{CEO}}$ ), amelyből a vivő-burkoló fázis csúszása a (1) képlettel számítható.



**5. ábra:** Az  $f$ - $2f$  interferencián alapuló mérés alapelve.

SMF: egymódusú fotonikus szál, DM: dikroikus tükör, BBO: frekvencia kétszerező kristály, PMT: fotoelektron sokszorozó, W1-2: kvarc ékpár [38]

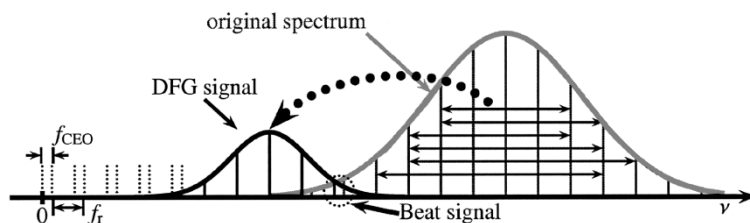
Egyik technikai kihívás az oktáv sáv szélesség elérése: a lézerfényt egy fotonikus (speciális szerkezetű, vékony hosszanti, levegővel vagy gázzal töltött üreget is tartalmazó) optikai szálba vezetik, amelyben a négyhullám-keverésnek és az önfázismodulációnak köszönhetően a spektrum legalább egy oktávnnyira szélesedik ki.

A méréshez szükséges intenzitás csökkenthető, ha az interferométerhez közönséges

nyalábosztók helyett egy-egy dikroikus tükröt használnak. A fény infravörös (hosszabb hullámhosszú) felének frekvenciáját egy másodharmonikus-keltés segítségével kétszerezik. Az eredeti impulzus rövidebb hullámhosszú, zöldes fénye átfed a frekvenciakétszerezett impulzus vörös tartomány felé eső, egyébként szintén zöld részével, és a mérés itt történik. Ezzel a módszerrel az eddig megmért leghosszabb fényimpulzusok hossza 142 fs volt [41].

### 3.3 Mérés 0-f interferométerrel

Takao Fuji és munkatársai megvalósítottak egy másik CEP-csúszás mérő elrendezést, mely szintén a spektrum vonalas jellegét használja ki. [42] A frekvenciafésű egyes vonalainak a különbsége mindig az ismétlési frekvencia egész számú többszöröse (6. ábra). Tehát ha – egy nemlineáris optikai folyamattal – keltenek egy olyan fénysugarat, amely ezeket a különbség-frekvenciákat tartalmazza, akkor ez egy olyan impulzus-sorozat lesz, melynek nulla lesz a vivő-burkoló fáziscsúszása. Ezek után a jól bevált módszert alkalmazták, lebegési frekvenciát mértek a spektrum átfedő részein egy spektrumanalizátorral. Meg kell jegyezni, hogy ennél a módszernél is szükség van a legalább talptól talpig oktávnyi sáv szélességre, tehát ennek a módszernek az alkalmazhatósága is erősen behatárolt, gyakorlatilag Ti:S lézerekre.



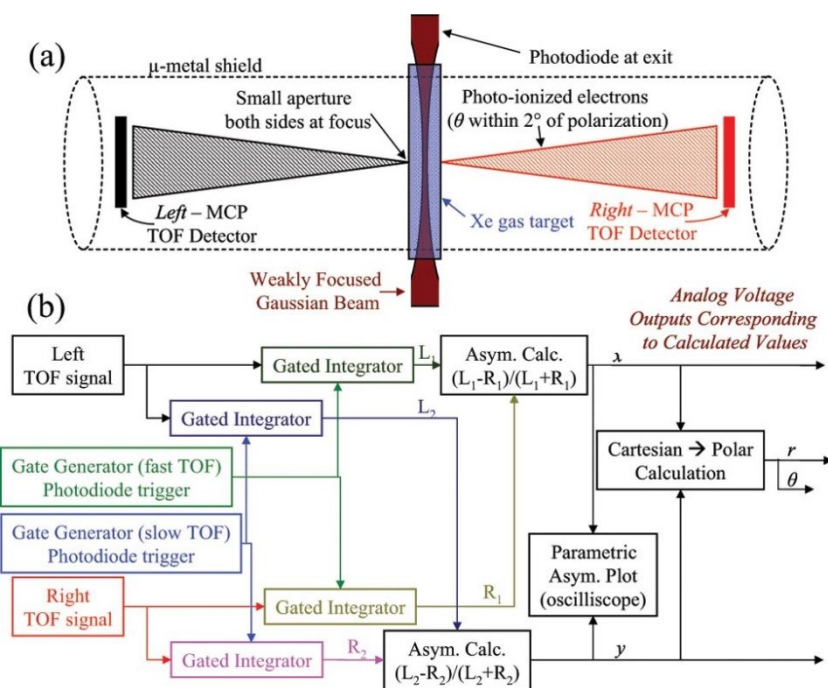
6. ábra: 0-to-f interferométer alapelve[42]

Meg kell jegyezni, hogy léteznek további változatai ezeknek a módszereknek, ahol magasabb felharmonikus jelek lebegését mérik, és így kiküszöbölhető az oktáv sáv szélesség igénye. Azonban a magasabb rendű nemlineáris folyamatok nagyobb intenzitást igényelnek.

### 3.4 Mérés stereo above threshold ionization módszerrel

Fontos megemlíteni az „egylövéses” stereo-ATI módszert [43], amely, (a többi módszerrel ellentétben) képes az abszolút vivő-burkoló fázis (és nem csak a fáziscsúszás) mérésére. Ez a módszer alacsony ismétlési frekvenciájú impulzussorozatok (például egy erősített lézerrendszer kimenete) mérésére is jól használható. A méréshez használt xenon gáz küszöb feletti ionizációja egy erősen nemlineáris optikai folyamat, ez behatárolja az így mérhető lézerek körét. A 7. ábrán látható kísérletben egy 6 femtoszekundum hosszú, 30  $\mu$ J

energiájú 790 nm-es impulzust használtak, tehát a felhasznált fényenergia önmagában 10000-szerese annak, amelyet egy Ti:S oszcillátor kiad. Ez kizárja az erősítetlen impulzusokra való használatot.

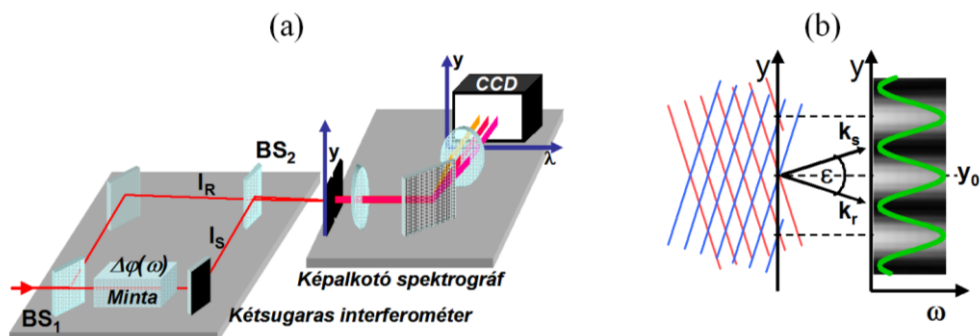


7. ábra: Stereo ATI kísérleti elrendezése [43]

Meg kell jegyezni, hogy ez az egyetlen módszer, amellyel –megfelelő visszacsatolás esetén- biztosan azonos elektromos terű impulzusokat lehet előállítani, hiszen ez a módszer az elektromos tér időbeli lefutását, azaz az abszolút vivő-burkoló fázist méri. (Ezzel ellentétben a többi bemutatott módszer az abszolút vivő-burkoló fázis helyett csak annak változását, azaz a *fáziscsúszást* méri. A többi módszerrel mért fáziscsúszást integrálva elméletileg ugyan megkapható, hogy mi lesz a következő impulzusok vivő-burkoló fázisa, de ezekben az esetekben a mérési hiba is össze fog adódni. Az abszolút CEP ismerete fontos a HHG kísérleteknél, azonban precíziós spektroszkópiában legtöbbször elegendő a CEP változásainak ismerete.)

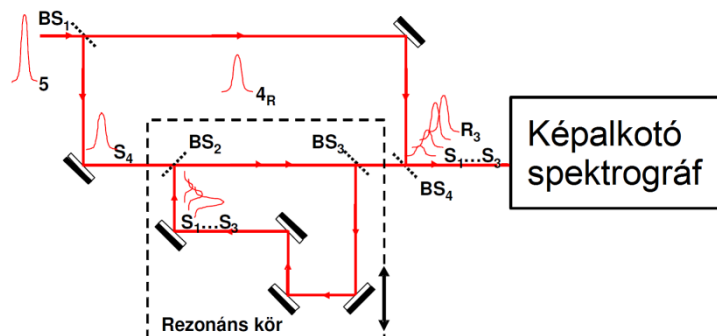
### 3.5 A spektrálisan és térben bontott interferometriai mérés

Az SzTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén az elmúlt években jelentősen továbbfejlesztett lineáris technika, a spektrálisan és térben bontott interferometria (*angolul: Spectrally and Spatially Resolved Interferometry, SSRI*) nagyon hatékonyak bizonyult különböző anyagok illetve optikai elemek diszperziójának mérésében [44]. A 8. ábrán látható optikai elrendezés egy kétsugaras interferométerből és egy leképező spektrográfból áll.



8. ábra: Spektrálisan és térben bontott interferométer: (a) és az interferencia-csíkok létrejötte (b) A tárgykarban lévő minta reprezentálja az impulzusok relatív fáziskülönbségét. [44]

Vegyünk egy olyan elrendezést, ahol a tárgykarban a minta helyett egy olyan optikai elrendezés van, amely számos, különböző vivő-burkoló fázissal rendelkező impulzust generál az eredeti tárgy-impulzusból, de a megfelelő referencia-impulzushoz képest a magasabb rendű diszperziót nem változtatja meg. Erre alkalmas például egy rezonáns kör (9. ábra).

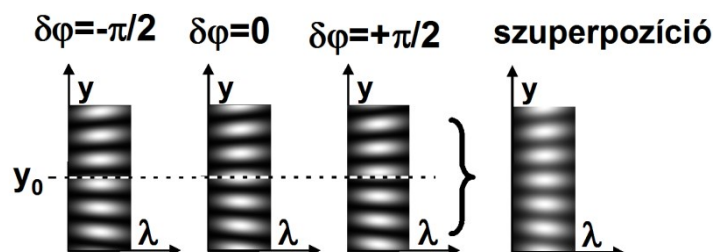


9. ábra: Az SSRI fázismérés-mérő módszer kísérleti elrendezése [45, 46]

A különböző  $\Delta\phi_{CE}$ -vel rendelkező „tárgy” impulzusok és a referencia-impulzus közti interferenciát ezután így írhatjuk le:

$$I_{szuperpozíció}^{(l)}(y, \omega) = |E_{S1}(\omega) + E_{S2}(\omega) + E_{S3}(\omega) + \dots + E_{Sk}(\omega) + E_{Rk}(\omega)|^2 \quad (3)$$

Tekinthetjük ezt úgy is, hogy az egyes „tárgy” impulzusok interferenciáját vesszük a referencia-impulzussal külön-külön, majd az eredményként kapott interferogramokat egymásra fényképezzük:



10. ábra: Spektrálisan és térben bontott interferencia-csíkok különböző vivő-burkoló fázis esetén, illetve ezek összege. [45, 46]

Így belátható, hogy ha a vivő-burkoló fázis impulzusról impulzusra változik, interferencia-csíkok összegeként kapott csíkrendszer láthatósága leromlik.

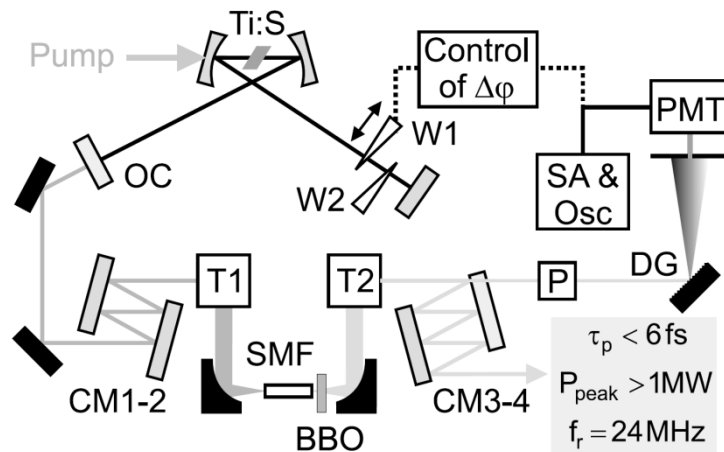
A [45, 46]-ben leírt módszer egyik hátránya, hogy ha a képalkotó spektrográfhoz felhasznált CCD-detektorok expozíciós ideje túl hosszú (azaz néhány mikroszekundumnál több), akkor az megnöveli a hibahatárt, mivel a vivő-burkoló fáziscsúszás és a mechanikai rezgések miatt bekövetkező láthatóság-csökkenés összeadódik. A kétdimenziós detektorok kiolvasása a nagy adatmennyiség miatt viszonylag lassú (kb. 2 ms), tehát ahhoz (is), hogy a módszert egy gyors visszacsatoló kör részévé tegyem, jelentős átdolgozásra volt szükség, melynek eredménye lett az 6. fejezetben bemutatott módszer. Ezen kívül a láthatóság minimális és maximális értéke függ az optikai elrendezés beállításának pontosságától, tehát több órás mérések esetén szükséges a kísérleti elrendezésben a hőmérsékleti hatások kezelése, ez volt a másik fontosabb fejlesztésem. A mért láthatóság a vivő-burkoló fáziscsúszással nem lineáris függvény szerint változik, és ez, a detektor kvantálási hibájával együttvéve, bizonyos tartományokban jelentősen növelheti a mérési hibát. Tehát jó lenne úgy átdolgozni a módszert, hogy lehetőleg egy, a láthatóságnál pontosabban leolvasható mennyiségből számítsa ki a vivő-burkoló fáziscsúszás értékét. A dolgozatomban 6. fejezetében bemutatom, hogy egy (hossz-stabilizált) rezonáns kör és egy egyszerű, egydimenziós (nem képalkotó), pontosan kalibrált spektrográf önmagában is elegendő a fáziscsúszás relatív méréséhez, és pontosabb eredményeket ad.

A fentiekben bemutatott, spektrálisan és térben bontott interferometriai módszernél úgy tűnik, hogy a láthatóság akkor maximális, ha a bejövő impulzussorozat fáziscsúszása nulla. Sajnos azonban a rezonáns körben lévő levegő anyagi diszperziója és a tükrök fázistolása hozzáad a mért fáziscsúszáshoz egy ismeretlen konstans. Tehát ez a lineáris módszer csak a vivő-burkoló fáziscsúszás *változásainak* a mérését teszi lehetővé, azaz relatív mérés. Ez a tény nem csökkenti a módszer gyakorlati értékét, hiszen a kísérleteknél gyakran a nulla és  $2\pi$  közötti teljes tartományon végig hangolják a fáziscsúszás értékét.

## 4. CEP változtatási és stabilizálási módszerek

### 4.1 Változtatás ékpárokkal

Apolonski és munkatársai 2000-ben publikálták [47] azt a fáziscsúszás-stabilizáló megoldást, amely (két teljesen azonos ékből álló) kvarc ékpárból áll, melyeket Brewster szögben behelyeztek egy Ti:S lézer rezonátorába. Az ékpár egyik tagját egy piezo (vagy más, gyors és precíziós) eltolóra helyezve, annak mozgatásával változtatható a fényútban lévő kvarc mennyisége, és ezáltal az impulzusok fázisa is. A 11. ábrán látható módszer előnye, hogy egy cél-elektronikával, (egy  $f-2f$  interferométer kimenő jelét használva) viszonylag gyors működésűvé tehető (a mechanika által jelentett határokon belül). A hátránya, hogy a rezonátorban lévő anyagi diszperzió változtatásával a magasabb rendű diszperzió és az ismétlési frekvencia is változik.



**11. ábra:** Apolonski és munkatársai által használt kísérleti elrendezés[47]  
(W1,W2: 0.1-0.7 mm vastagságú ömlesztett kvarc ékek, CM 1-4 szélessávú fázismodulált tükrök,  
T1,T2: 1:5 nagyítású teleszkópok, SMF: egymódusú szál 3mm, P: polarizátor, DG: optikai rács,  
PMT: fotoelektron-sokszorozó, SA & Osc: spektrumanalizátor és oszcilloszkóp)

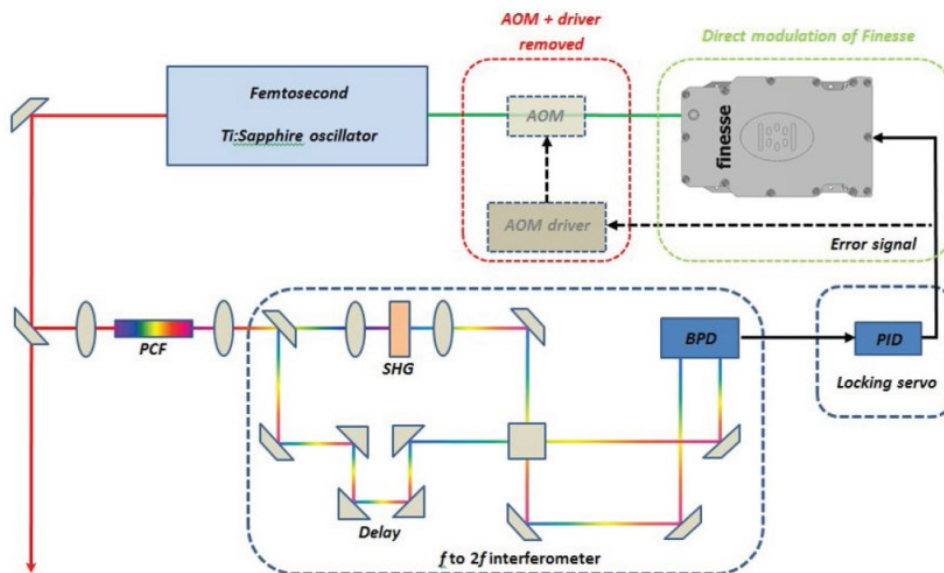
Szükség volt tehát egy olyan ékpár feltalálására, amely izokronikus, azaz kizárólag a vivő-burkoló fázist tolja el a rezonátorban, változatlanul hagyva a csoportkésést, és a magasabb rendű diszperziót. Egy ilyen ékpár használatakor az ismétlési frekvencia állandó maradna. A szegedi TeWaTi labor és a berlini Max Born Institut közös fejlesztéseként sikerült egy ilyen ékpárt megalkotni. [48] Az ékpár egy  $2.12^\circ$ -os N-BK10, és egy  $2^\circ$ -os N-PK51 ékből áll, melyeket együtt mozgatnak, és a cikkben publikált mérések szerint 30-szor kisebb arányban változtatja az ismétlési frekvenciát, mint kvarc ékpár. Annak ellenére, hogy az ékek különböznek, a nyalábban okozott eredő szögdiszperzió jelentéktelen. Az izokronikus ékpárral ugyanakkora CEP-változtatás jóval nagyobb eltolást igényel, és mindkettő éket kell

mozgatni, ami nagyobb mozgatott tömeg. Ez egyrészt hátrány, ha gyors visszacsatolást szeretnénk létrehozni, másrészt, ha precíz CEP-beállításra van szükség, éppen hogy előny. Magam is végeztem CEP-csúszás stabilizálási kísérleteket ezzel az ékpárral a TeWaTi lézeroszcillátorán, ezekről a 8.3 fejezetben írok bővebben.

#### 4.2 Stabilizálás a pumpalézer teljesítmény modulációjával

A vivőhullám-burkoló fáziscsúszás kis mértékben függ az oszcillátor pumpáló lézerének teljesítményétől is, tehát ez is egy alkalmas módszer a stabilizálásra. [49, 50] Mivel azonban túl nagy pumpateljesítmény-eltérés az oszcillátor rendellenes működését (Q-kapcsolás, kettős impulzus, módus-szinkronizáció megszűnése) okozza, ezért ez a módszer csak finomhangolásra alkalmazható, mintegy 100 mrad nagyságrendben. Ezt a korlátozó tényezőt úgy küszöbölik ki, hogy a durva,előzetes beállítást egy ékpár segítségével végzik el.

A pumpa teljesítmény modulációjára elég gyors módszerek (12. ábra) alkalmazhatók: Egy akuszto-optikai modulátort egy  $f$ - $2f$  interferométer jelével vezérelve mintegy 80kHz-es sáv szélességet értek el. Ennél mintegy 10-szer gyorsabb az az új megoldás [51], amely a diódapumpált zöld pumpalézer meghajtó diódáit használja beavatkozásra.



12. ábra: A pumpa-lézer teljesítmény modulációján alapuló eljárás [51]

#### 4.3 Az oszcillátor végtükrének a döntése

Reichert és munkatársai [52] kifejlesztettek egy olyan megoldást a vivő-burkoló fáziscsúszás és az ismétlési frekvencia egyidejű stabilizálására, amely az oszcillátorban lévő prizmás kompresszor egyik jellegzetességét használja ki. Egy prizmás kompresszor első



prizmája szögdiszperziót okoz, majd a második prizma ezt kompenzálja, de a nyalábon belül ekkor még térben egymás mellett helyezkednek el a különböző hullámhosszú komponensek. A lézernyaláb ebben az állapotban éri el a végtükröt. Ha a végtükröt például egy piezo eltolóval enyhén megdöntik, és az  $f_n$  optikai frekvenciájú lézer- módus esik ennek a döntésnek a forgástengelyére, akkor a többi lézer-módus egy  $f_m - f_n$  -nel arányos fáziskésést kap. Tehát így oly módon lehet csoportkésést létrehozni, hogy az egyik módus optikai frekvenciája állandó marad. (A szükséges döntés maximális szöge  $10^{-4}$  rad, amely sokkal kisebb mint a nyaláb-divergencia, így az oszcillátor beállításait nem rontja el.) Ha viszont eltolják a tükröt, a rezonátor ismétlési frekvenciája, és így minden módus optikai frekvenciája változni fog. Ezen kettő paraméter megfelelő használatával a lézer frekvenciafésűjének pozíciója és módustávolsága is változtatható (stabilizálható). A módszer hátránya a mechanika tehetetlensége, és hogy a két, beállításhoz használt paraméter hatása nem ortogonális, hiszen a tükrök döntésével létrehozott csoportkésést a tükrök eltolásával kompenzálni kell, hogy az ismétlési frekvencia állandó maradjon.

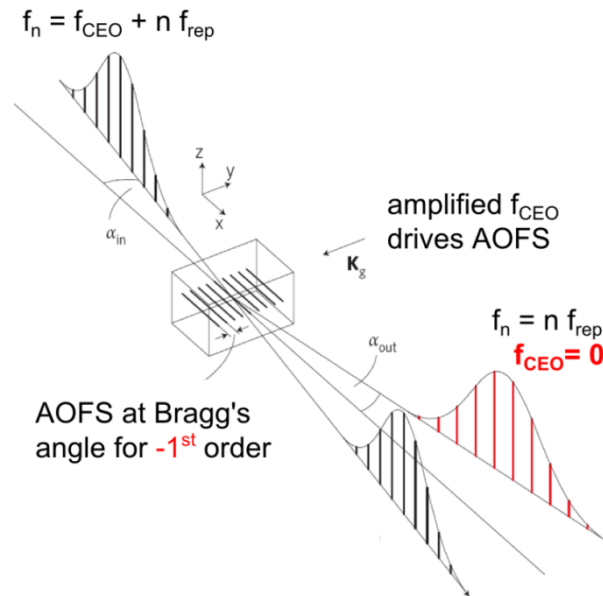
#### 4.4 A feed-forward rendszer

Az összes eddig bemutatott fáziscsúszás stabilizálási megoldás a visszacsatoláson (*feedback*) alapul: egy PLL segítségével  $f_{CEO}$  -t leggyakrabban az ismétlési frekvencia negyedével teszik egyenlővé. Ennek a megoldásnak az a hátránya, hogy a PLL nullától különböző frekvenciájú bemenő jeleket vár el, és ez lehetetlenné teszi, hogy  $f_{CEO}$  -t nullára állítsuk, azaz az egymás utáni impulzusok elektromos terének alakja azonos legyen. Továbbá, a PLL-ben alkalmazott visszacsatolás erőssége kompromisszumokat követel: nagyobb erősítésnél pontosabb a stabilizálás, de kevésbé lesz megbízható a hosszú távú mérésekben, egy hirtelen zavar hatására ekkor a PLL könnyebben kieshet a szinkronból. Harmadrészt, az előzőekben leírt visszacsatoló megoldások általában lassabbak, mint a fáziscsúszás zaját okozó fizikai folyamatok.

A feed-forward módszer [53, 54] alapja az akusztó-optikai frekvencia változtatás (AOFS) módszere, amely már évtizedek óta ismert. A feed-forward módszer esetén egy  $f-2f$  interferométerrel megméri az  $f_{CEO}$  -t, majd az AOFS segítségével ennyivel csökkentik a fény optikai frekvenciáját. (13. ábra) A végeredmény pedig egy nulla fáziscsúszású impulzussorozat lesz.

Ezen módszer legfőbb előnye, hogy nincs benne visszacsatoló kör, amely kieshetne a szinkronból, hiszen a mérés hamarabb történik, mint a CE-fáziscsúszás változtatása. Tehát a

feed-forward módszernél akár egy szabadonfutó oszcillátor is alkalmazható lenne, hiszen a mérés és a beavatkozás is az oszcillátor rezonátorán kívül történik, de általában egy ékpárral és a pumpa teljesítmény modulációval együtt alkalmazzák.



13. ábra: A feed forward módszer alapelve [53]

A fáziscsúszásba való beavatkozás önmagában nagyon gyors: fizikailag az akusztikus hullámnak a kristály megvilágított részén való áthaladása korlátozza. A gyakorlatban azonban további késleltetésként jelenik meg az f-2f interferométer reakcióideje, és az adatátvitel sebessége.

## 5. Célkitűzések

A dolgozat célja egy olyan vivő-burkoló fáziscsúszást mérő módszer kidolgozása, amely mérési elve lehetőség szerint sáv szélességtől független, azaz amivel sok optikai ciklusú impulzusok vivő-burkoló fáziscsúszását is megbízhatóan mérhetjük. Ezen felül ha sikerül biztosítanom, hogy csak lineáris optikai elemeket és folyamatokat alkalmazzak, akkor a módszer jelentősen kevesebb bemenő teljesítményt igényelhetne.

Részletesebben, a munkám alapjául az akkor frissen megalkotott, a 3.5 alfejezetben ismertetett első lineáris mérési eljárás részletes elemzése szolgált. Jóllehet kísérletileg bizonyították, hogy ez a módszer működik, ugyanakkor a mérés önmaga nehéz volt, a kiértékelés hosszadalmas, és gyakorta kellett kalibrálni.

1. Célul tűztem ki egy, tisztán lineáris optikai elven alapuló, relatív fáziscsúszás-mérő módszer kifejlesztését. További célom a kísérlet és a körülmények hatásának számítógépes modellezése, és a kísérleti elrendezés megtervezése.
2. Második célom a kísérleti elrendezés megépítése, tesztelése, mérési eredményeinek összevetése a modellezés eredményeivel. Ezen kívül, a módszer működőképességét bizonyítandó, célom összehasonlító méréseket végezni egy sztenderd módszerrel.
3. Végül, a lineáris optikai módszer sáv szélesség-függetlenségének bizonyítására célul tűztem ki, hogy fáziscsúszás-mérést végzek egy olyan lézerrendszeren, amelyen a sztenderd módszerekkel ez nem lehetséges.

## 6. Spektrálisan bontott interferometrián alapuló fáziscsúszás-mérési eljárás

### 6.1 Alap-ötlet

A korábban, Osvay Károly és társai által alkotott, a 3.5 fejezetben ismertetett, lineáris optikai módszer részletes modellezése és minőségi továbbfejlesztése képezte jelen doktori munkám tárgyát. A spektrálisan és térben bontott interferometriai módszer hátrányainak a kiküszöbölésére fejlesztettem ki ezt a mérési módszert. Ha a korábbi módszerből (9. ábra) elhagyjuk a referencia kart, akkor az interferogram a következőképpen írható le:

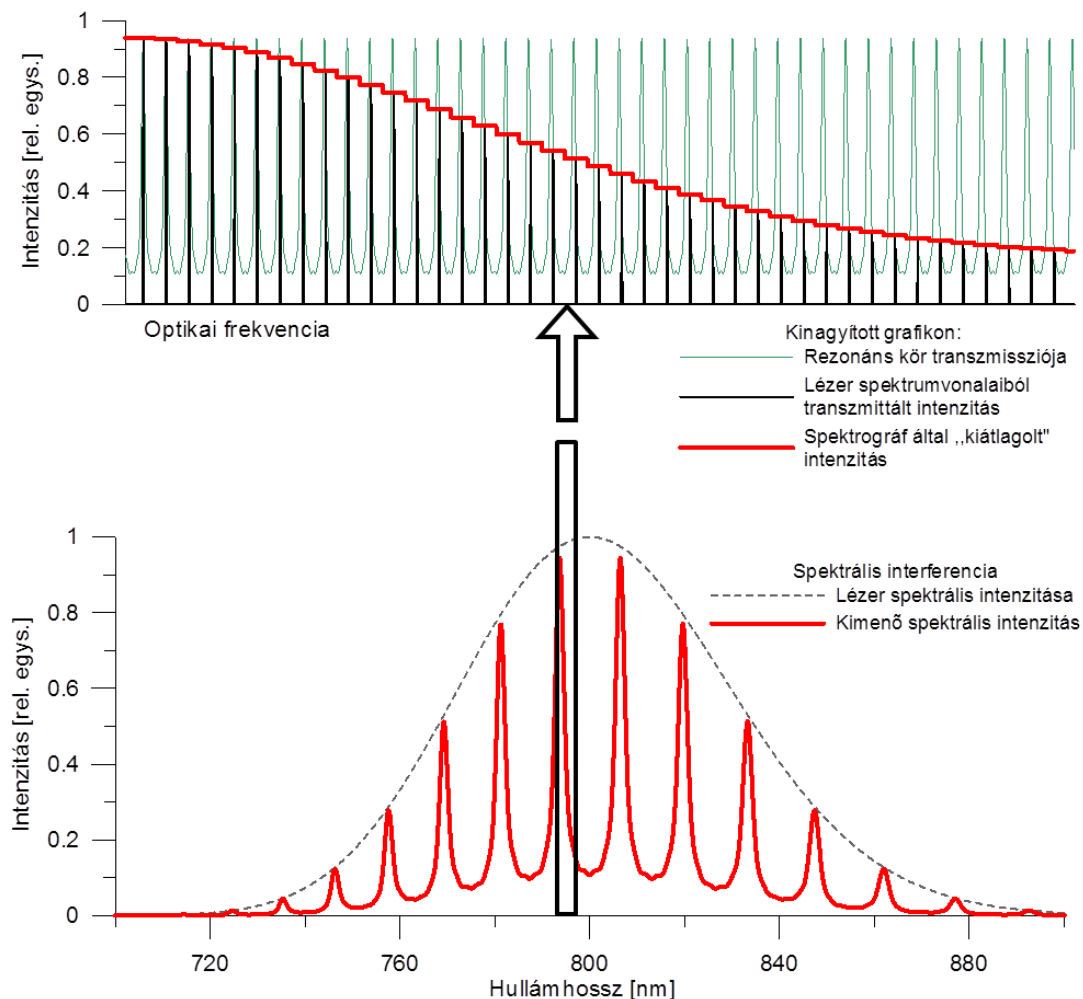
$$I_{szuperpozíció}^{(1)}(y, \omega) = |E_{s1}(\omega) + E_{s2}(\omega) + E_{s3}(\omega) + \dots + E_{sk}(\omega)|^2 \quad (4)$$

Ekkor az interferencia térbeli bontottsága megszűnik, és csak a rezonáns körben keringő impulzusok spektrális interferenciáját érzékeljük:

A rezonáns kör matematikai leírása megegyezik egy nagyon nagy bázistávolságú Fabry-Perot interferométerrel. A kísérleti elrendezésben a rezonáns kör (több méteres) bázistávolsága **közel azonos** a lézerimpulzusok távolságával, tehát szabad spektrális tartománya ezért szinte megegyezik a lézeroszcillátor (például 80 MHz -es) ismétlési frekvenciájával. A rezonáns kör spektrális transzmissziója tehát, nagyon nagy felbontásban tekintve, 80 MHz-enként egy vékony vonalból áll.

A lézeroszcillátor fényét az (1) képlet szerinti frekvencia fésűnek tekintjük. Az  $f_n$  optikai frekvenciájú módusnak annál nagyobb lesz kimenő intenzitása a rezonáns kör után, minél közelebb esik a rezonáns kör egyik transzmissziós vonalához.

Ezt tekinthetjük egy (spektrális tartományban történő) mintavételezésnek is: A lézer sűrű frekvenciafésűjét mintavételezi a rezonáns kör sűrű vonalakkal álló spektrális transzmissziója. A Shannon-féle mintavételi tételt megsértettük, hiszen a rezonáns kör vonalai közel azonos sűrűséggel helyezkednek el, mint az oszcillátor módusai, tehát egy periódusból mindig csak egy mintát veszünk. Emiatt fellép az aliasing jelensége. A jelenség segítségével a hagyományos spektrográffal felbonthatatlanul sűrű frekvenciafésű megfigyelhetővé válik, annak változásai megjelennek a rezonáns kör által keltett spektrális interferogramon, amint az alábbi szimuláció is mutatja:



**14. ábra:** A mérés működési elvének szemléltetése: A két sűrű spektrális fésű szorzataként egy ritkább fésű adódik (fent) mely egy kis felbontóképességű spektrográffal mérve a lent látható eredményt adja.

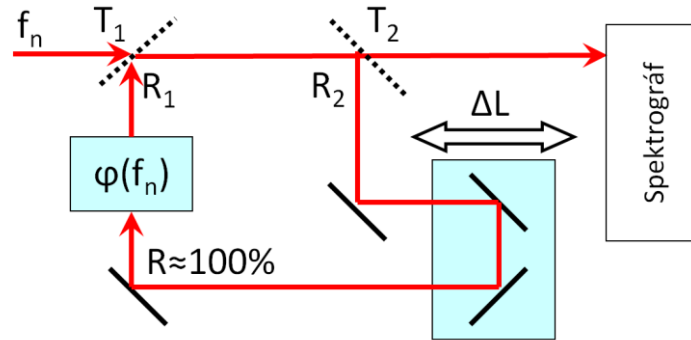
## 6.2 Modellezés

A kísérlet első numerikus modelljét még 2008 végén készítettem el hallgatóként, majd a modellszámításokat 2009-ben, a legelső, sok zajjal terhelt méréssel együtt OTDK dolgozatként [T1] és konferencia poszterként [T2] publikáltam. Ahhoz, hogy a dolgozatom kerek egész legyen, tartalmilag idéznem kell néhány főbb modell-eredményt az OTDK-dolgozatomból.

A modell az optikai frekvencia-tartománybeli leírason alapul, és, leegyszerűsítve, a lézeroszcillátor által kibocsátott spektrális intenzitást szorozza a rezonáns kör spektrális transzmissziójával. Minden esetben az optikai frekvenciák függvényében számoltam, de az eredményeket (a kísérletekkel való könnyebb összehasonlítás miatt) már a megfelelő (vákuum-béli) hullámhosszak szerint ábrázoltam.

A lézer módusainak frekvenciáit az (1) képlet alapján számítottam ki, a spektrumot pedig egy Gauss-görbével szimuláltam. A modell második része a rezonáns kör, melynek

vázlata lentebb látható.



15. ábra: A rezonáns kör vázlata

Az  $f_n$  optikai frekvenciájú fény (egy lézer módus) beérkezik az első nyalábosztóra. Ekkor az intenzitását szorozni kell a  $T_1$  transzmisszióval. A második nyalábosztón áthaladó fénysugarak intenzitását pedig  $T_2$ -vel szorzom. A fény azon részének intenzitása, amely nem halad át közvetlenül, hanem egy, vagy több kört tesz meg,  $(R_1 \cdot R_2)$  megfelelő hatványával szorzódik. Mivel így az intenzitás exponenciálisan csökken, bizonyos számú kör után elhanyagolhatóvá válik. A modellben a bemenő intenzitás 1 százalékát választottam az „elhanyagolható” szintnek, és ez elegendőnek bizonyult ahhoz, hogy a modell a kísérletekhez hasonló eredményeket adjon. (Például a kísérletekben is használt 50%-os nyalábosztók esetén ez 4 kört jelent.) Tehát véges  $k$  számú kört veszek figyelembe:

$$k = \text{ceil} \left( \frac{\ln(0.01)}{\ln(R_2 \cdot R_1)} \right) \quad (5)$$

Mivel a kísérleti elrendezés nem vákuumban található, a kör tényleges fizikai hosszát úgy kell megválasztani, hogy a levegő által okozott csoportkésés korrigálva legyen, a mérendő lézer központi hullámhosszán, azaz jelen esetben 800 nm-en:

$$L = \left( \frac{c}{f_r} + \Delta L \right) \cdot \frac{1}{n_{\text{csoport}}(800\text{nm})} \quad (6)$$

Ezután a transzmisszió számításakor a vákuumbéli körüljárási utat felváltja az adott  $f_n$  optikai frekvencián érvényes optikai úthossz, azaz

$$L_n = L_{\text{vákuum}} \cdot n_{\text{fázis}}(f_n) \quad (7)$$

minden egyes kiértékelt módusnál. A levegő törésmutatójának pontos értékeit a levegő törésmutatójának a

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \left[ \frac{p \cdot T_0}{T \cdot p_0} \cdot \left( \frac{B_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} \right) \right]} \quad (8)$$

alakú Sellmeier polinomjával számítottam ki, melyhez a megfelelő együtthatókat Börzsönyi és társai által mért adatokból [55] vettem.

Az optikai elemeknek az  $n$ -edik módusra vonatkozó  $\Phi_n$  spektrális fázistolását a numerikus modellben a szokásos Taylor-sor segítségével lehet megadni:

$$\Phi_n = \varphi_0 + (GD \cdot \Delta\omega) + \left( \frac{GDD}{2} \cdot \Delta\omega^2 \right) + \left( \frac{TOD}{6} \cdot \Delta\omega^3 \right) + \dots \quad (9)$$

ahol  $\Delta\omega = 2\pi \cdot (f_n - f_{\text{központi}})$ , azaz a központi körfrekvenciától való eltérés. Ezután az adott spektrális komponens interferenciáját koszinusz függvények összegeként számítottam ki:

$$T(f_n) = \left[ \left( \sqrt{T_1 \cdot T_2} \right) \cdot \sum_{a=0}^N \left( \sqrt{R_1 \cdot R_2} \right)^a \cdot \cos \left( \frac{a \cdot L_n \cdot 2\pi \cdot f_n}{c} + (a \cdot \Phi_n) \right) \right]^2 \quad (10)$$

Ezen kívül, a modellben a számításigény csökkentésére alkalmaztam néhány egyszerűsítő feltevést:

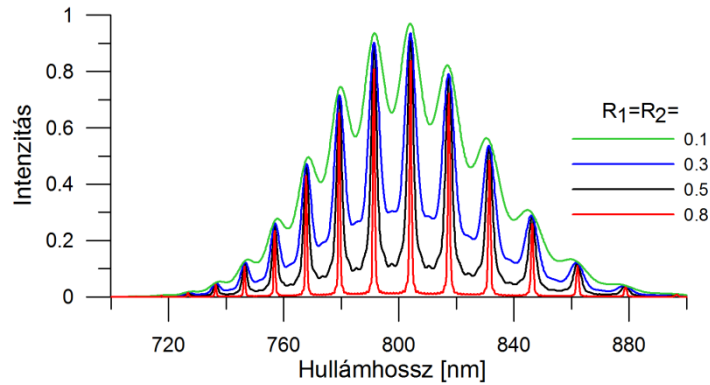
- Módusok számának csökkentése: Mivel egy adott hullámhossz tartományon (például 700-900 nm Ti:S lézerre) kívül nincs számottevő fényintenzitás, ezért véges frekvenciatartomány kiszámítása is elegendő. De ha egy 100 THz nagyságrendű frekvenciatartományban minden egyes lézer- módusra kiszámolnánk az interferenciát, az körülbelül egymillió kiértékelt spektrumvonalat jelentene. Valójában, ha  $\Delta L$  értéke néhány száz mikrométer alatt marad, akkor a spektrális interferogram egy periódusa legalább néhány nanométer. Ebből következik, hogy a modell számításigényét jelentősen lehet csökkenteni a minőség romlása nélkül, ha csak minden századik lézer-modust értékeljük ki. (Ekkor körülbelül 0,017 nanométeres lépésközt kapunk 80 MHz ismétlési frekvencia és 800 nm hullámhossz esetén, ami még mindig jobb, mint a gyakorlatban használt spektrográfok felbontóképessége.)
- Tükrök veszteségének és a nyaláb tágulásának elhanyagolása: A rezonáns kör tükrein keletkező veszteséget elhanyagoltam, illetve a nyalábosztók hullámhossz-függésével sem számoltam, de ez a levonható következtetéseket nem befolyásolja jelentősen. Szintén elhanyagoltam, hogy, mivel a lézersugár Gauss-nyaláb, további leképező elem használata nélkül a nyaláb terjedés közben kitágul, így az egy vagy több kört megtett fény intenzitása csökken. (Ez a probléma a kísérletekben a kör elé tett nyalábtágítóval és jól

beállított kollimálással könnyen megoldható.)

Az alábbiakban ismertetem, hogy az egyes paraméterek milyen hatást gyakorolnak a modellezés (és a kísérlet) eredményére.

#### *A nyalábosztók reflexióinak hatása*

Amint tudjuk, a nagyobb reflexiójú nyalábosztók élesebb csúcsokat eredményeznek egy Fabry-Perot interferométer transzmissziós görbéjében. Egy rezonáns kör esetén is több kört tesz meg a fény, mielőtt intenzitása elhanyagolhatóvá válna. Ez jól látható a (10) képletből, ahol az  $(R_1 \cdot R_2)$  hatványkitevője az adott fénysugár által megtett körök száma. Ebből következően a rezonáns kör spektrális transzmissziója, nagy felbontással tekintve, nagyobb reflexiójú nyalábosztókkal a Fabry-Perot interferométerhez hasonlóan élesebb csúcsokat fog mutatni. A 14. ábra alapján is belátható, hogy a rezonáns kört egy lézeroszcillátor fényével kivilágítva a kijövő spektrum alakjában hasonlítani fog a transzmissziós görbére, csak a változások sokkal nagyobb hullámhossz-tartományokon történnek. Ezt mutatja az alábbi szimuláció is.



**16. ábra:** Azonos reflexiójú nyalábosztók feltételezésével készült szimulációk különböző reflexiós értékek mellett. [T1]

#### *A körben lévő nulladrendű diszperzió és $\Delta\varphi_{CE}$ változásainak hatása*

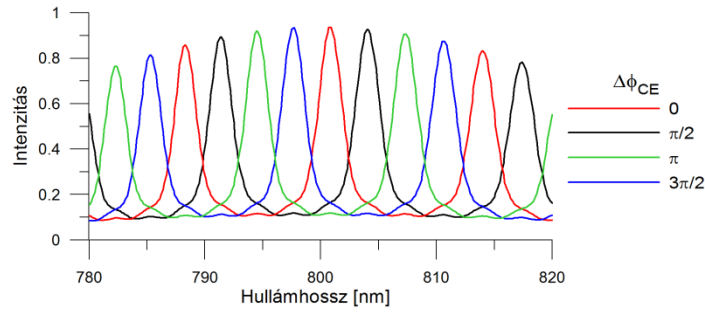
Ha a (10) képletbe behelyettesítjük  $f_n$  értékét (1) alapján, valamint  $L_n$  értékét (6) és (7) alapján, akkor a következő eredményt kapjuk:

$$T(f_n) = \left[ \left( \sqrt{T_1 \cdot T_2} \right) \cdot \sum_{a=0}^N \left( \sqrt{R_1 \cdot R_2} \right)^a \cdot \cos \left( a \cdot \left( \frac{L_n \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot f_r}{c} + \left( \frac{n_{fázis}(f_n)}{n_{csopori}(800nm)} \cdot \left( 1 + \frac{\Delta L \cdot f_r}{c} \right) \right) \cdot \Delta\varphi_{CE} + \Phi_n \right) \right) \right]^2 \quad (11)$$

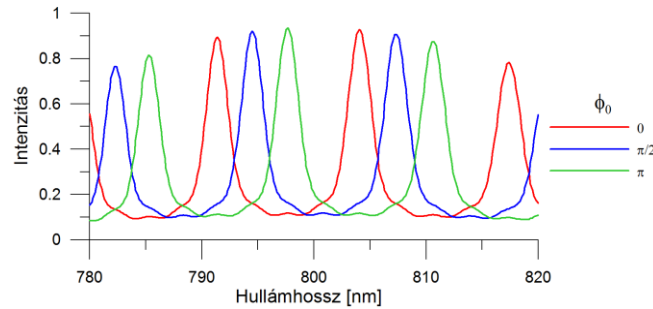
Ebben a képletben a vivő-burkoló fáziscsúszás előtti szorzó a kísérletekben alkalmazott beállítások mellett közel 1-nek tekinthető, az eltérés nagyságrendje  $10^{-5}$ . Tehát világosan látható, hogy ezen két paraméter megváltozása gyakorlatilag azonos hatást gyakorol a modellezés eredményére: a spektrális interferogram hullámhossz, illetve optikai frekvencia



tengely menti eltolódását okozzák:



**17. ábra:** A rezonáns kör kimenetén mérhető spektrum a bemenő impulzussorozat különböző CEP csúszásai mellett. [T1]



**18. ábra:**  $\pi/2$  (kék) és  $\pi$  (zöld) nagyságú nulladrendű diszperzió hatása [T1]

Ha a vivő-burkoló fáziscsúszás  $2\pi$ -vel változik, akkor a frekvenciafésű a hullámhossz, illetve az optikai frekvencia tengely irányában egy teljes periódussal tolódik el. Belátható, hogy ekkor a spektrális interferogram is egy teljes periódussal mozdul el. Ebből következik, hogy a spektrálisan bontott interferometrián alapuló mérési eljárás csak relatív mérésre alkalmas, a körben lévő nulladrendű diszperzió egy ismeretlen, ám állandó értékű additív konstansként jelenik meg a mérési eredményekben.

*A rezonáns körben lévő elsőrendű diszperzió hatásai, a kör hosszának és az ismétlési frekvenciának a változásai*

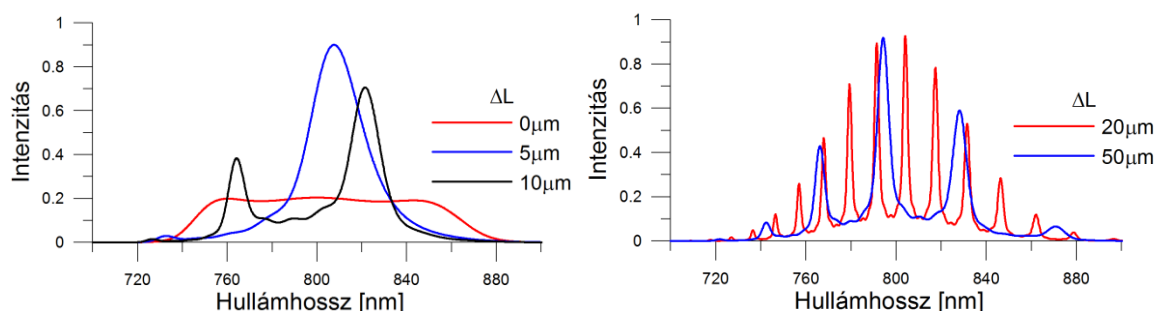
A (11) kifejezésben a koszinusz argumentumának első tagját átalakítva, abból is kifejezhető a már említett 1-hez igen közeli kifejezés:

$$T(f_n) = \left[ \left( \sqrt{T_1 \cdot T_2} \right) \cdot \sum_{a=0}^N \left( \sqrt{R_1 \cdot R_2} \right)^a \cdot \cos \left( a \cdot \left( \left( \frac{n_{\text{fázis}}(f_n)}{n_{\text{csoport}}(800\text{nm})} \cdot \left( 1 + \frac{\Delta L \cdot f_r}{c} \right) \right) \cdot (2\pi m + \Delta\varphi_{CE}) + \Phi_n \right) \right) \right]^2 \quad (12)$$

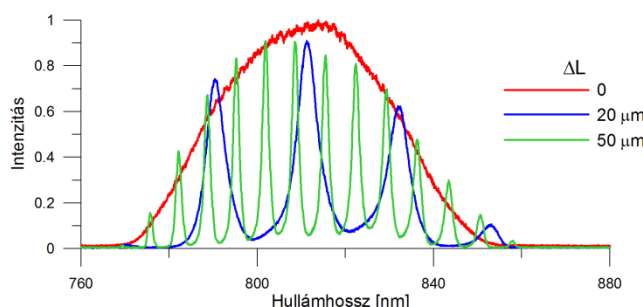
Fontos különbség, hogy ebben az esetben a szorzótényezője  $2\pi n$ , ahol  $n$  a lézer módus sorszáma, egy egész szám. A koszinusz függvény erre periodikus lenne, azaz az egymás melletti módusokra gyakorlatilag ugyanazt az eredményt adná a képlet. (Ennek a fizikai magyarázata, hogy a kört a rezonáns beállításokhoz igen közel használjuk) De, a lézer frekvenciafésűje akár milliónyi módusból áll, tehát az 1-hez *közeli* érték ennyivel felszorozva

már jelentős fázistolásként jelenik meg. Jól látható, hogy a rezonáns kör hosszának elhangolása a rezonáns esettől, és az oszcillátor ismétlési frekvenciája együtt szerepelnek a képletben, és a változásaik is hasonló hatást váltanak ki: a spektrális interferenciacsíkok sűrűségét fogják befolyásolni.

Először vizsgáljuk a  $\Delta L$  elhangolás hatását: Ha a rezonáns kör hossza változik, akkor (a jelenségeket időtartományban magyarázva) a kör kimenetén interferáló impulzusok távolsága is változik. Spektrális interferometriából ismert, hogy ez a spektrális interferogram periódusát változtatja. Ez a szimulációból, és a kísérletekből is jól látható:



19. ábra: A rezonáns kör különböző elhangolásával végzett szimulációk. [T1]



20. ábra: A pontos beállítás mellett, illetve 20 és 50 μm elhangolás mellett felvett spektrumok. [T1]

A jelenségeket frekvenciatartományban leírva, minél jobban eltér a két fésű-szerű spektrum periódusa, annál kisebb lesz magának a spektrális interferogramnak a periódusa is. A spektrális interferogram egy periódusához az kell, hogy az  $n$ -edik és az  $m$ -edik lézer módus között  $2\pi$  fázistolás jelentkezzen. Ha az egyszerűség kedvéért a fázis-törésmutatót erre a kis tartományra állandónak tekintjük, a periódus hosszára a következő adódik:

$$\frac{n_{fázis}(f_n)}{n_{csopot}(800\text{ nm})} \left( \frac{\Delta L \cdot f_r}{c} \right) \cdot 2\pi(n - m) = 2\pi \quad \text{tehát} \quad \Delta L = \frac{n_{csopot}(800\text{ nm})}{n_{fázis}(f_n)} \cdot \frac{c}{f_r(n - m)} \quad (13)$$

Vegyük észre, hogy a (13) egyenletben  $f_r(n - m)$  a spektrális interferogram egy periódusának hossza, optikai frekvenciában. A gyakorlatban, a rezonáns kört ilyen elhangolt beállításban (viszonylag sűrű csíkrendszerrel) használva, a spektrográf kalibrációjával és az oszcillátor ismétlési frekvenciájával együtt a hossz (és sajátfrekvencia) eltérése így könnyen meghatározható:

Példaképpen tegyük fel, hogy a mérendő fényforrásunk egy 80 MHz-es ismétlési frekvenciájú oszcillátor, 800 nm központi hullámhosszal. Legyen a kapott spektrális interferogram periódusa például 5 nm. Ezt számoljuk át optikai frekvenciába:

$$800 \text{ nm} \sim f_n = 374,740\,572\,5 \text{ THz}, \quad 805 \text{ nm} \sim f_m = 372,412\,991\,3 \text{ THz} \quad (14)$$

A kettő különbsége az interferogram periódusa:  $\Delta f_{n,m} = 2,327\,581\,2 \text{ THz}$ ,

azaz (13) alapján  $\Delta L = 128 \mu\text{m}$

A ring  $f_{\text{ring}}$  sajátfrekvenciájának és az  $f_r$  ismétlési frekvenciának a különbségét a következőképpen kaphatjuk meg: A 14. ábra is szemlélteti, hogy ekkora frekvencia-különbségen a lézer frekvenciafésűje és a rezonáns kör transzmissziós spektruma (mint két hasonló „fésű”) pont egy ismétlési frekvenciányit, azaz a példában  $f_{\text{ring}} \approx f_r = 80 \text{ MHz}$ -et mozdul el egymáshoz képest:

$$\frac{f_r}{\Delta f_{n,m}} = \frac{|f_{\text{ring}} - f_r|}{f_r} \quad \text{tehát} \quad |f_{\text{ring}} - f_r| = \frac{f_r}{\Delta f_{n,m}} \cdot f_r = 2749 \text{ Hz} \quad (15)$$

Az előbbi eltérés előjele attól függ, hogy a rezonáns kör hosszabb, vagy rövidebb a lézer oszcillátornál. (Ez a kísérleteknél a hossz finombeállításakor meghatározható.) Ha a lézer ismétlési frekvenciáját mérjük, és ismerjük az előbbi frekvencia-különbséget, akkor abból megállapítható a rezonáns kör sajátfrekvenciája (illetve a pontos hossza) is. Mivel a rezonáns kör hossza a hőtágulás kompenzálása miatt aktívan stabilizált (lásd 7.2 fejezet), ezért ezt a (valójában konstans) hosszértéket átlagolással lehet pontosan meghatározni a mérés legelején, ami tovább javítja a mérés pontosságát. (Erre azért is szükség van, mert a spektrográf adataiból kapott periódus érték leolvasási pontossága korlátozott, elsősorban a véges pixelméret és a kiértékelhető spektrális tartomány véges hossza miatt.)

Ha a lézer ismétlési frekvenciája változik, a frekvencia-eltérés, és így az interferogram periódusa ezt pontosan követni fogja. Emellett az ismétlési frekvencia változása az interferogramot a hullámhossz (illetve optikai frekvencia) tengely mentén is eltolja:

Az  $f_n = f_{\text{CEO}} + (n \cdot f_r)$  lézer- módus változzon az  $f_n' = f_{\text{CEO}} + (n \cdot (f_r + \Delta f_r))$  értékre. Ha ez a változás megegyezik magával az ismétlési frekvenciával, akkor, ha kezdetben maximum volt az interferogramon az  $n$ -edik módusra, akkor a változás után is maximum lesz, és az interferogram helyzete egy teljes periódussal változik, azaz, fázisban kifejezve  $2\pi$ -vel, azaz:

$$\varphi(\Delta f_r) = \frac{2\pi n \cdot \Delta f_r}{f_r}, \quad (16)$$

ahol a korrekció előjelét az adja meg, hogy a rezonáns kör sajátfrekvenciája kisebb vagy nagyobb az ismétlési frekvenciánál. Mivel  $n$  értéke, azaz az optikai és az ismétlési frekvencia

aránya több milliós nagyságrendű, belátható, hogy néhány Hz változásnak is jelentős hatása van. Például: 800 nm-es fény és 80 MHz-es ismétlési frekvencia esetén  $n \approx 4,68 \cdot 10^6$ , ezért az ismétlési frekvenciának mintegy 17 Hz változása elegendő ahhoz, hogy a spektrális interferogramot egy periódussal eltolja.

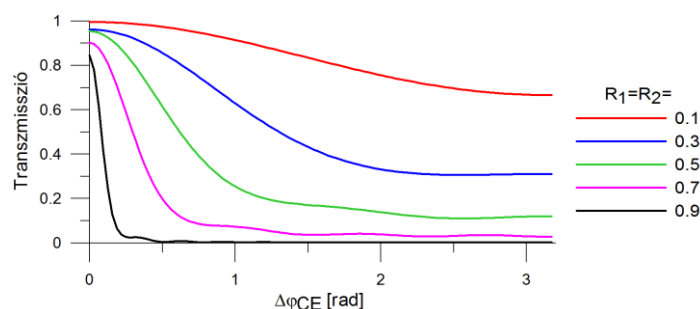
	$\Delta L < 0$ és $f_{\text{ring}} > f_r$	$\Delta L > 0$ és $f_{\text{ring}} < f_r$
$\Delta \varphi_{\text{CE}} > 0$	$\lambda_{\text{MAX}}$ csökken	$\lambda_{\text{MAX}}$ nő
$\Delta f_r > 0$	$\lambda_{\text{MAX}}$ csökken	$\lambda_{\text{MAX}}$ nő

1. táblázat: az interferogram maximumhelyeinek elmozdulási irányai

Tehát a mérésadatgyűjtés során, figyelni kell az oszcillátor ismétlési frekvenciájának változásait, és ebből ki lehet számítani, hogy a spektrális interferogram elmozdulásából mekkora részért felelős az ismétlési frekvencia megváltozása. Logikusan, a kapott értéket a teljes elmozdulásból levonva, a maradék az  $f_{\text{CEO}}$  változása miatti elmozdulás lesz.

*Érdekességképpen: a rezonáns beállításnál fellépő jelenségek*

Érdekességképpen megjegyezhető, hogy ha a rezonáns kört pontosan ráhangoljuk az oszcillátor ismétlési frekvenciájára, akkor a teljes spektrális tartományon egyszerre fog változni a transzmisszió, tehát az interferencia spektrális bontásával ebben az esetben semmilyen többlet információhoz nem jutunk. A mérhető transzmisszió monoton módon változik a vivő-burkoló fáziscsúszással a 0 és  $\pi$  közötti tartományon. Sajnos, a görbe nem egyenletesen változik, ami bizonyos fáziscsúszás-tartományokban (a véges leolvasási pontosság miatt) növelné a mérési hibát. Emellett a maximális és minimális transzmisszió (mely a skála határait adná) a gyakorlatban nem csak a nyalábosztóktól függ, hanem a beállítás minőségétől is, amely akár a mérés időtartama alatt elromolhat (rezgés, hőtágulás). Meg kell jegyezni, hogy ezzel a módszerrel is csak relatív mérési eredményt kapnánk, hiszen a rezonáns kör saját nulladrendű diszperziója miatt bekövetkező vivő-burkoló fázistolást továbbra sem ismerjük.



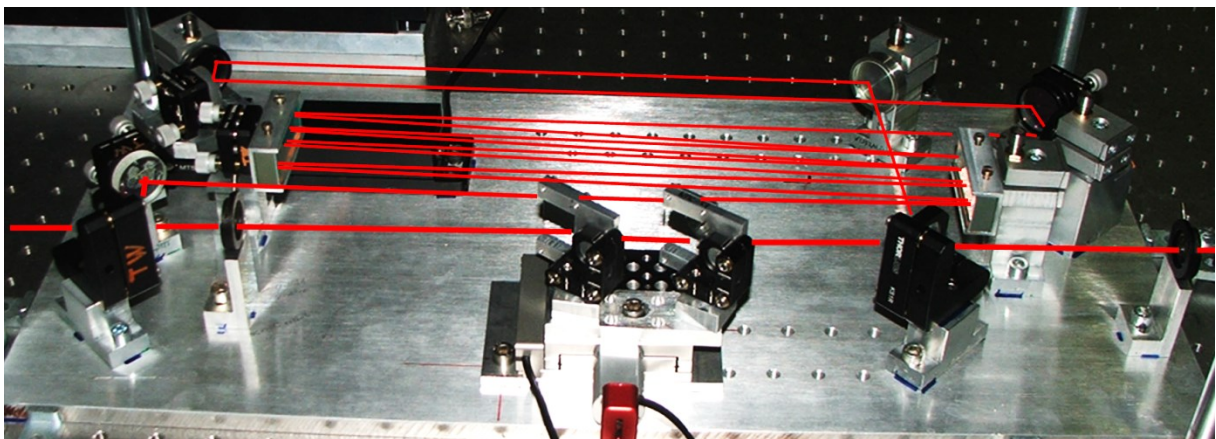
21. ábra: A rezonáns kör transzmissziója a vivő-burkoló fázis csúszás függvényében különböző reflexiójú, azonos nyalábosztók mellett. [T1]

## 7. Kísérleti megvalósítás, fejlesztések

A fent ismertetett mérési módszer, mint sok minden más a világban, első ránézésre nagyon egyszerűnek tűnik, szinte azt lehetne kérdezni: Miért nem csinálta meg valaki ezt már hamarabb? Ha megengedhetem magamnak ezt a megállapítást, az ördög itt is a részletekben rejlik. Az alábbi fejezetben bemutatom azokat a részletkérdéseket, melyeket meg kellett oldani ahhoz, hogy a mérési elvet a gyakorlatba ültessem át. A kísérletekben különböző titán-zafir alapú lézereket használtam, melyek ismétlési frekvenciája 70 és 85 MHz közötti, transzformáció limitált impulzushossza 7 fs és 2 ps közötti volt. (A 8. fejezetben, a mérési eredmények ismertetésénél részletesen ki fogok térni az adott méréshez használt lézer paramétereire is. ) Ez nem jelenti azt, hogy a módszert csak 800 nm hullámhossz körül lehet alkalmazni, a hullámhossz megválasztásában inkább a sztenderd mérési módszerrel való összevetésnek volt szerepe. Elméletben a távoli infravöröstől az UV tartományig minden hullámhossz elérhető az adott hullámhosszra megfelelő reflexiójú optikák és az arra érzékeny detektor használatával.

### 7.1 Az első kísérleti elrendezés

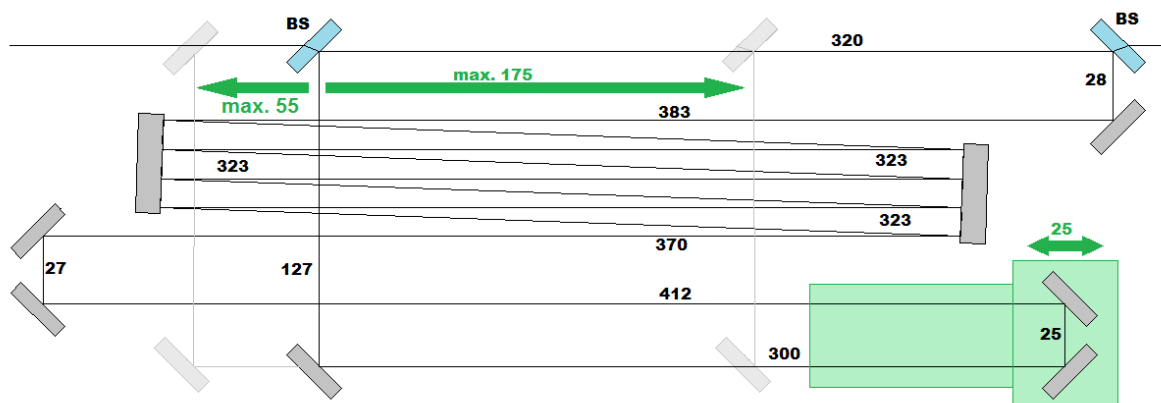
A 15. ábrán látható rezonáns kört a TeWaTi 70,5 MHz-es Ti:S oszcillátorához méreteztem, így megépítésekor több mint négy méter fényputat kellett lehetőleg minél kisebb alapterületen megépíteni. (Erre egyrészt a rezgések elleni védelem, másrészt az asztalon rendelkezésre álló véges hely, és az elrendezés mozgathatósága miatt volt szükség.) Így a kör visszacsatoló ágát össze kellett hajtogatni.



**22. ábra:** A kísérleti elrendezés fényképe a berajzolt fénysugarakkal, a kezdetekben.

A 22. ábrán látható alumínium alaplemezen a közelebbi oldalon 45°-os szögben áll a két nyálábosztó, és a fényképen szerepel még az elmélet első tesztelésekor is használt izokronikus

ékpár [48]. A másik oldalon pedig az összehajtott visszacsatoló ág található. Az alkalmazott optikák 800 nanométerre nagy reflexiójú ( $R > 99\%$ ) dielektrikum tükrök voltak. A visszacsatoló ág összehajtogatására kettő,  $4 \times 2$  centiméteres HR 800 nm /  $0^\circ$  tükröt használtam, egyenként 4-4 reflexióval. A reflexiók számának csökkentésével vagy növelésével nagy ugrásokban lehet fényutat változtatni, így még más ismétlési frekvenciatartományokban is lehetséges a mérés. Az elérhető tartományokat az 1. táblázat mutatja.



**23. ábra:** Az első kísérleti elrendezés rajza, 70,5 MHz-es ismétlési frekvenciához beállítva. A távolságok milliméterben értendők. Halvány szürkével jelöltem az úthossz szélsőértékeinek megfelelő beállítást.

Reflexiók száma	Maximális frekvencia	Minimális frekvencia
5	66,6 MHz	59,8 MHz
4	77,8 MHz	68,7 MHz
3	93,5 MHz	80,6 MHz

**2. táblázat:** Az eredeti rezonáns kör hangolhatósága ismétlési frekvencia szerint.

Amint a tervrajzon (23. ábra) látható, egyel kevesebb reflexió a nagy tükrökön 646 mm-rel csökkenti a fényutat, míg az első nyalábosztó átszerelésével 460 mm-t, a 25mm-es eltolóval pedig 50mm-t, azaz összesen 510 mm-t tudunk változtatni az úthosszon. Sajnos a felhasznált motorizált eltoló mérete nem tett lehetővé nagyobb változtatást az úthosszon. Ez okozta az 1. táblázatban is jól látható folytonossági hiányokat a mérendő lézer ismétlési frekvenciája szerint. Emiatt, és a későbbi fejlesztések miatt az elrendezést újraterveztem, így a kör hangolhatósága folytonossá vált.

Már a legelső tapasztalatok is azt mutatták, hogy az interferométerben lévő hosszú fényút igen érzékeny a légmozgásra: a spektrális interferogramot „élő képen” tekintve, az folyamatosan remegett. Próbaképpen egy dobozzal lefedve az elrendezést, és így kizárva a légmozgást, ez jelentősen csökkent. Ebből következően a kísérleti elrendezés egy fémlemezről készült burkolatot kapott, amelynek a belsejét az akusztikus technikából ismert,

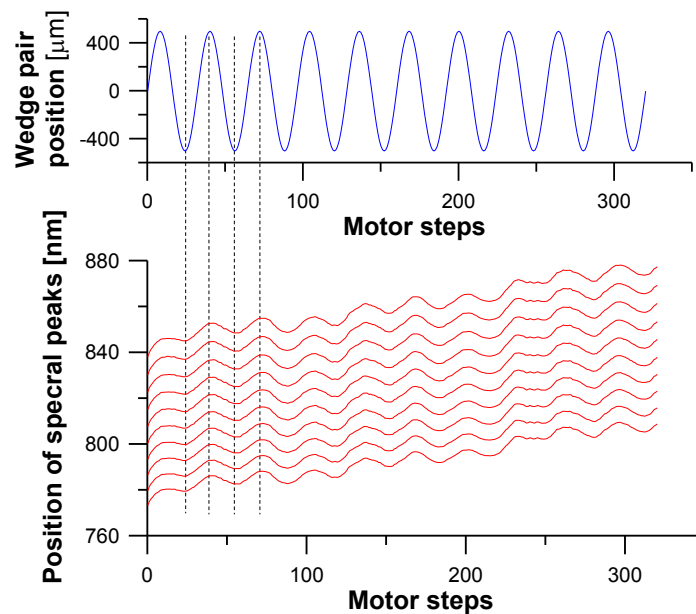
kereskedelemben kapható csillapító szivaccsal béleltem. A fényutak be és kilépő nyílásait ablakokkal zártam el a légmozgás elől.

A légmozgást (és a hangokat, valamint a levegő diszperzióját is) nyilvánvalóan ki lehetne küszöbölni azzal, ha a rezonáns kör vákuumban lenne. A gravitációs hullámokat vizsgáló kísérleteknél [56] is egy vákuum-rendszerbe helyezték a több kilométeres karhosszúságú interferométereket. Azonban a jelen esetben egy kompakt, hordozható, és lehetőség szerint minél egyszerűbb kísérleti elrendezés megalkotása volt a cél. Ha az interferométert egy vákuumkamrába helyeznénk, a vákuum miatt fellépő nyomáskülönbség esetleg jelentős hajlító erőkkel hatna az elrendezésre, és a kifejtett erőkkel való számolás is egy jelentősebb tervezési feladatot jelentene. Emellett kizárólag vákuum-kompatibilis tükrötartókat lehetne használni, melyek közül néhánynak távvezérelhetőnek kellene lennie. Ez jelentősen megnövelné a költségeket, és a mindennapi használatot körülményesebbé tenné. Egy vákuumpumpa jelentős rezgés-forrás, és mint azt a 7.3 fejezetben megmutatom, ez is jelentős mérési hibát okozna. Így a vákuumpumpát csak a mérés előtt lehetne üzemeltetni a rezgések miatt, az adatsorok hossza az esetleges szivárgás miatt néhány órában korlátozott lenne. Ezen kívül egy vákuumkamra jelentős tömegű, amely megnehezítette volna a kísérleti elrendezés külföldi laborokba való elszállítását, amelynek több mérési eredményem is köszönhető.

## 7.2 Hőtágulás és kompenzálása

Már az elmélet első kísérleti tesztelésekor, a legelső méréseknél is gondot jelentettek a hőmérséklet fluktuációjából eredő jelenségek, ezt szemlélteti a 24. ábrán látható mérés, melyet még 2009 tavaszán végeztem.

A mérés során az [48]-ban ismertetett ékpárat magába a rezonáns körbe helyeztem bele, így szinuszgörbe mentén változtatva a körben lévő vivő-burkoló fázistolást. (Erről készült a 22. ábrán látható fénykép.) Az elmélet működését itt már sikerült demonstrálni, hiszen az interferenciacsíkok mozgásában is jelen volt a szinuszos komponens. A mérés másik fontos tanulsága viszont az volt, hogy a hőtágulás az adatgyűjtés közel fél órás időtartama alatt három teljes periódussal tolta el a spektrális interferogramot. Ez felhívta a figyelmemet arra, hogy hiába van a laboratórium szobahőmérséklete  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  pontossággal stabilizálva, ez ilyen hosszú karhossznál nem elegendő a hosszú távú mérésekhez.



24. ábra: Az interferogram csúcsok mozgása[T2]

Számszerűsítve, az alumínium alaplemez lineáris hőtágulási tényezője  $23.1 \mu\text{m}/(\text{m}\cdot\text{K})$ , a kör hossza 71 MHz-en 4,22 méter. Ha például a hőmérséklet  $0.5^\circ\text{C}$ -kal nő, és kitágul az alaplemez, akkor a rá épített kör hossza ezzel arányosan,  $48.74 \mu\text{m}$ -rel változik. Ha  $\Delta L$  értéke ennyivel változik, az már jelentős mértékben megváltoztatja a spektrális interferogramot: mintegy 60 teljes periódussal eltolódik a mintázat, és az interferencia csíkok sűrűsége is jelentősen megváltozik. Következésképpen, az alaplemez és a lézerasztal hőkapacitásból adódó tehetetlensége „mentette meg” az első kísérletek viszonylag rövid méréseinek eredményét, és a hosszabb adatsorok méréséhez elengedhetlenné vált a hőtágulás eliminálása.

### *Hőmérséklet stabilizálás*

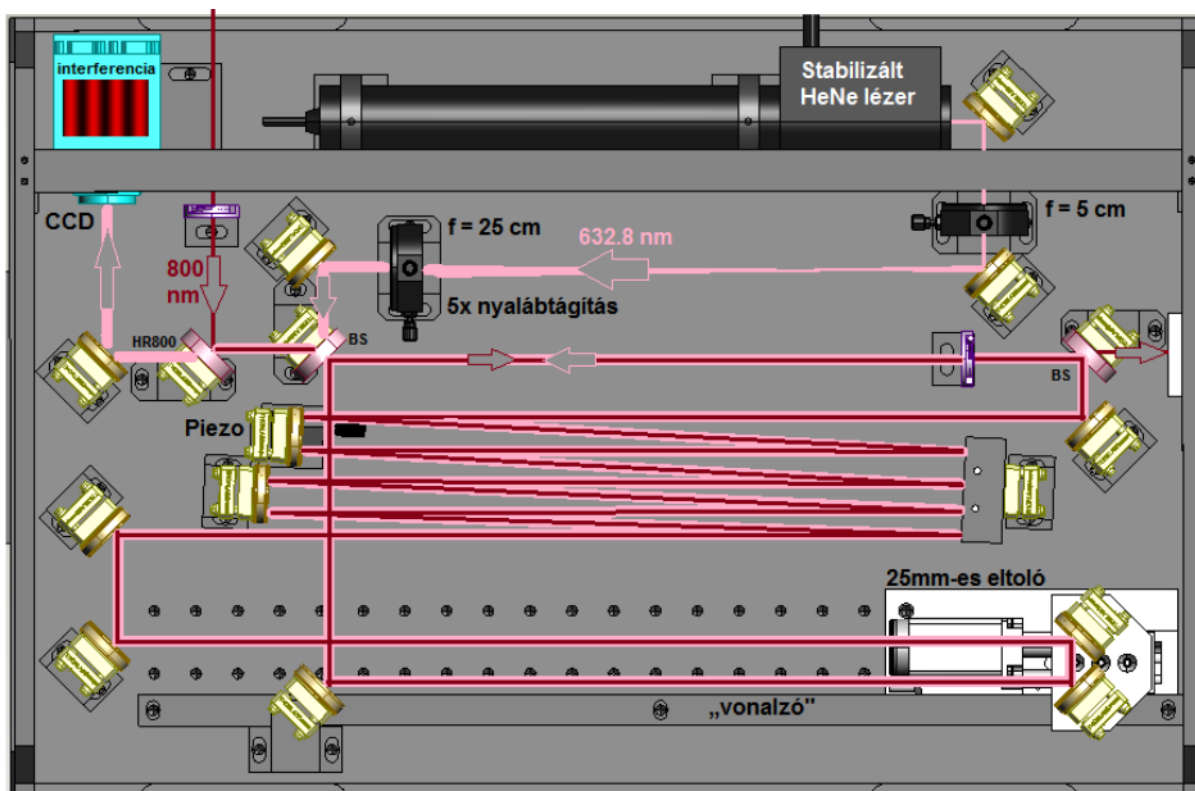
A probléma megoldására először egy, az alaplemez anyagába maratott vízhűtő rendszert próbáltunk alkalmazni. Sajnos itt a víz nyomása és tömege az alaplemez deformálódását okozta, emellett a víz áramlása rezgéseket okozott, ezért ezt el kellett vetni. Megjegyzendő, hogy a vízhűtéssel csak  $\pm 0,05^\circ\text{C}$ -os pontosság lett volna elérhető, amely önmagában nem lett volna elegendő a kör hosszának interferometriai pontossággal állandó értéken való tartásához.

### *Aktív stabilizálás*

Mivel egy interferométerről van szó, kézenfekvő volt, hogy a hossz változásait is interferometriai úton detektáljuk. Ehhez megterveztem a 25. ábrán látható elrendezést, ezenkívül be kellett szerezni egy frekvenciastabilizált, nagy koherencia-hosszú HeNe lézert (Melles Griot 25-STP-912-230). Ezen lézer specifikációja szerint, egy órás idő intervallumot



tekintve, az optikai frekvenciája nem változik  $\pm 1$  MHz-nél többet egy óra alatt. A 632,8 nm-es fény optikai frekvenciája 473,6 THz, tehát a változás aránya  $2,11 \cdot 10^{-9}$ . Egy ilyen arányú változás a kör hosszában kevesebb mint 10 nanométernyi bizonytalanságot jelent hosszú távon, ezt más módszerrel nagyon nehéz lenne kivitelezni. Mivel a HeNe lézer körülbelül 1 mm-es átmérőjű Gauss-nyalábot bocsát ki, a divergencia és a diffrakció miatti nyalábátmérő növekedést megelőzendő, a nyalábot egy teleszkóppal kitágítottam 5 mm-re. A méréshez használt, 800 nm hullámhosszú Ti:S lézerfénynek és a HeNe lézer fényének kollinearisan kellett haladnia. Mivel most már kétféle hullámhosszú fényt vezettem a körbe, a dielektrikum tükröket le kellett cserélni. A tükrök egy részét normál ezüsttükörre cseréltem, illetve az intenzitás veszteség csökkentésére beszereztünk speciális, szélessávú, egyedi gyártású dielektrikum tükröket a Layertec-től, ezek kerültek a fényút összehajtogatott részébe. A két hullámhossz fényútjának egyesítését és szétválasztását közönséges, 800 nm-re nagy reflexiójú dielektrikum tükrökkel oldottam meg: ezek elegendő fényt átengednek a HeNe lézer hullámhosszán a stabilizáláshoz. Praktikus okokból a két fénysugár ellentétes irányban terjed. A nyalábosztókat nem cseréltem le, mert a HeNe lézer interferogramjának láthatósága elfogadható volt. Ha nagyobb lett volna a hullámhossz-eltérés a két fényforrás között, a problémát párologtatott fémréteg alapú nyalábosztókkal lehetett volna megoldani.

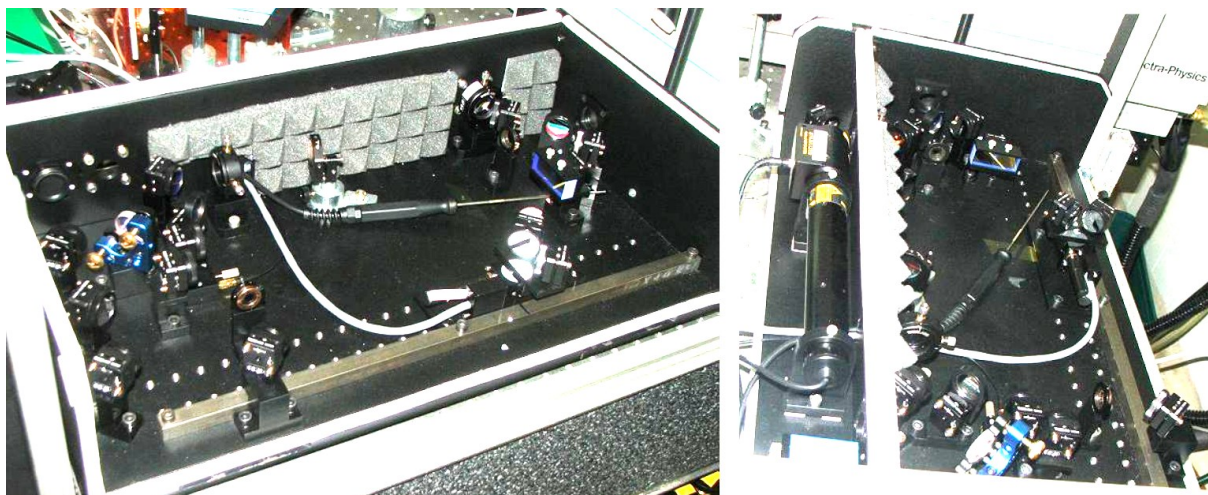


25. ábra: Az új, hossz-stabilizált rezonáns kör tervrajza a berajzolt fényutakkal.

A megépített interferométer tökéletes beállításakor a HeNe lézer interferenciaképe csak

egy nagy folt, amelyből nehéz elmozdulást számolni, és a kamera teljes területét ki kellene olvasni hozzá. Ezért a kör beállítását egy kicsit „el kellett rontani”. Így egy néhány csíkból álló képet kapunk a HeNe kameráján, miközben a spektrális interferogram láthatósága változatlan marad. Ezután az interferogramot a 7.4 fejezetben ismertetett Fourier-transzformációs módszerrel értékelem ki, és a pozíció információ segítségével vezérelem a piezo eltolót.

A 25  $\mu\text{m}$ -es piezo eltolóval mozgatott tükrön két reflexió van, az így kapott 100  $\mu\text{m}$  hossz állítási lehetőség, az alacsonyabb hőtágulású acél alaplemezzel együtt közel  $\pm 1^\circ\text{C}$  tartományra elegendő. Nagyobb hőmérsékletváltozás esetén a közelítő beállításra használt egyenáramú motoros eltolót lehet óvatosan mozgatni, erre azonban az eddigi mérések során nagyon ritkán volt szükség. (Sajnos a motorizált eltolók, általánosságban a mechanika tapadási súrlódása miatt csak 1  $\mu\text{m}$ -nél nagyobb lépést beállítva mozdulnak meg.)



**26.ábra:** kísérleti elrendezés fényképei a hossz-stabilizálás beépítése után. A HeNe lézer a fokozott hő kibocsátása miatt külön, jól szellőző térrészbe került, és a képen nem látható fedél is akusztikai csillapító szivaccsal van béleelve.

A kör hosszának a közelítő beállítása folytonossá, és egyszerűbbé vált az új elrendezésben: a kisebb méretűre cserélt, 25 mm-es úthosszú motorizált eltoló áthelyezését egy fém sín és lyuksor segíti. Így a korábbi tervvel ellentétben csak egy alkatrészt kell áthelyezni. A következő ismétlési frekvenciákra lehet a rezonáns kört ráhangolni:

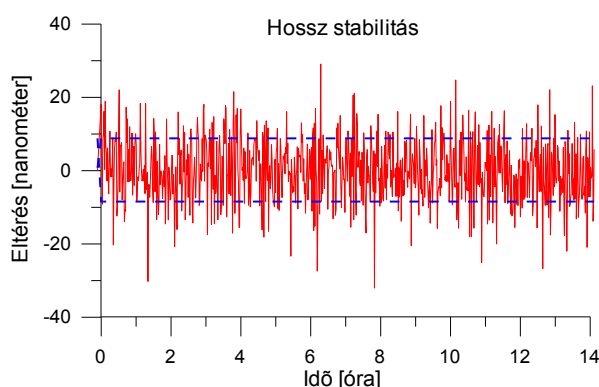
Reflexiók száma	Maximális frekvencia	Minimális frekvencia
5	66,3 MHz	57,7 MHz
4	77,8 MHz	66,2 MHz
3	94,3 MHz	77,7 MHz

**3. táblázat:** Az új rezonáns kör hangolhatósága ismétlési frekvencia szerint.

Az eltolót a sín mentén áthelyezve 680 mm optikai úthossz változtatás lehetséges, míg egy reflexió hozzáadása vagy kihagyása 670 mm változást okoz.

Az interferogramok detektálásához (a hossz-stabilizálásnál és a képalkotó spektrográfban) kezdetben egy-egy Pro Silica gyártmányú firewire kamerát használtam, melyből másodpercenként 1-2 képet olvastam ki.

A visszacsatolást tekintve, a piezo eltolót kezdetben RS-232 porton keresztül vezéltem, mely másodpercenként 1 állítást tett lehetővé. Ez a hőtágulás korrigálására elegendő.



**27. ábra:** Az elért stabilitás:  $\pm 10$  nanométernél kisebb szórás, 14 órán keresztül.  
A grafikonon látható zaj a rezgésekből ered.

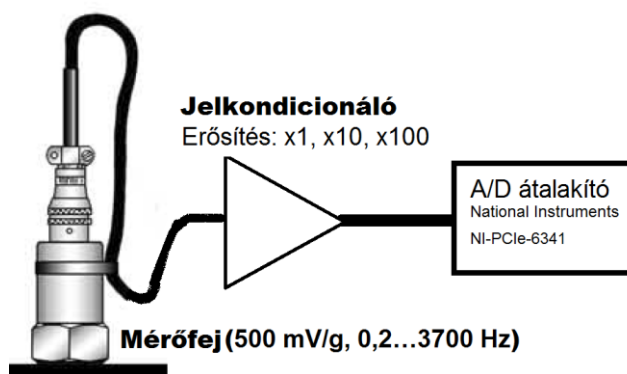
Kijelenthető, hogy a hőtágulás problémáját teljes egészében sikerült megoldani, és elértem, hogy a kísérleti elrendezés akár teljes munkanapokat is képes folyamatosan, felhasználói közbeavatkozás nélkül működni (27. ábra). (Ehhez szükséges, hogy egy átlagosnak tekinthető,  $\pm 1^\circ\text{C}$  pontosságú légkondicionálás adott legyen.)

### 7.3 Rezgések csökkentése

Általánosságban, szinte bármely interferometriai kutatómunkához alapvető fontosságú feltétel a rezgésmentes környezet. Ezen feltétel alatt gyakran rendkívül nagy mechanikai stabilitás értendő: Az egy-egy kísérleti elrendezésben előforduló, gyakran több méter hosszúságú fénypályák hossza a hullámhossz kis töredéke, azaz néhány nanométer pontossággal kell állandó legyen, az adatgyűjtés akár több órás időtartamán keresztül. Ha az optikai elrendezésekben a távolságok vagy a szögek a rezgések miatt állandóan változnak, az zajos, nagy szórást mutató adatsorokat és elmosódott interferogram-képeket jelent, melyeket legtöbbször újra kell mérni. Az optikai asztal rezgéseire hasonló hatást vált ki a levegő mozgása, vagy az erős hangok. Különösen igaz ez az általam használt kísérleti elrendezésre, illetve bármelyik, nagy karhosszú interferométerre.

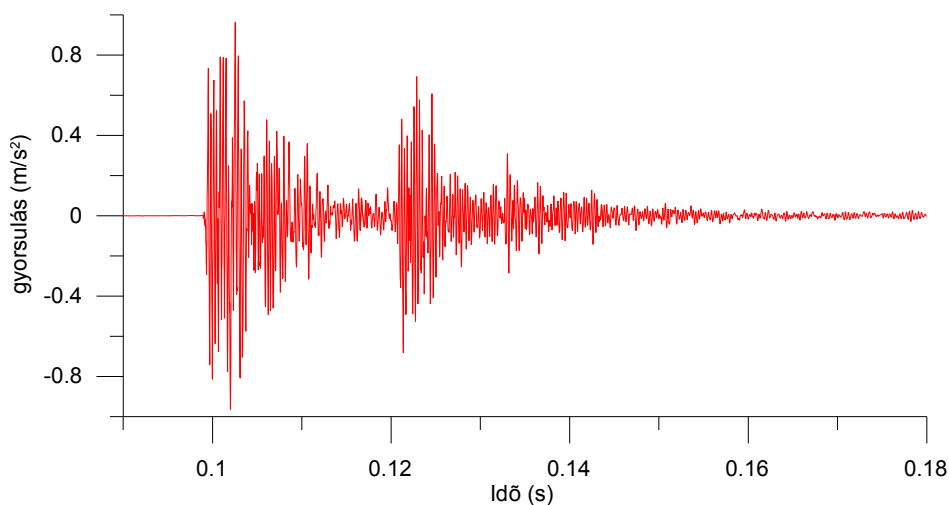
## A rezgések forrásainak azonosítása

A rezgések által okozott mérési hiba elleni küzdelem első lépéseként be kell azonosítani a rezgések forrásait, és meg kell szüntetni azokat. Ehhez a megoldáshoz vásároltunk egy érzékeny ipari rezgésmérő rendszert (28. ábra). Ilyen rendszereket használnak az iparban a motorok, gépek állapotainak felügyeletére. A projekthez egy, az iparban szokásosnál nagyobb érzékenységgű mérőfejet választottunk, melyet a rá szerelt erős mágnes segítségével lehet oda tapasztani a mérendő optikai asztalhoz. A méréshez egy National Instruments NI-PCIE-6341 típusú analóg-digitális átalakító kártyát használtam, melynek 16 analóg bemenete 500 000 mintavétel / másodperc sebességre képes 16-bit felbontással,  $\pm 10$  V között. A jelkondicionáló egység erősítése változtatható, így a legapróbb rezgésektől az asztalra ejtett csavarokig mindenféle típusú rezgés megmérhető.



28. ábra: a rezgésmérő rendszer vázlata.

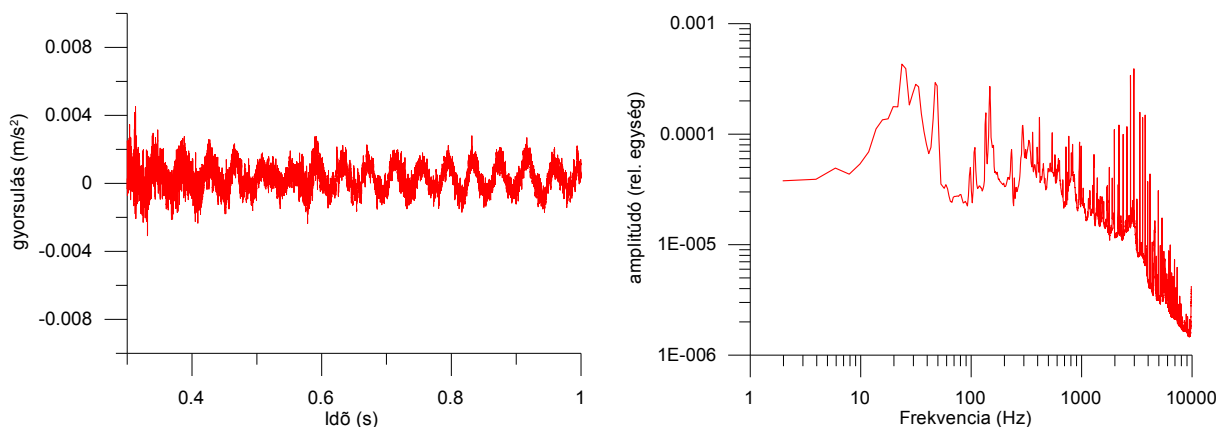
A legerősebb gyorsulásértékeket olyan a tranziens jelenségek mutatták, melyek a laborban folyó munkával függenek össze. Az optikai elrendezések szerelése közben az asztalt ért apró ütések a háttérzajtól sokkal nagyobb amplitúdójú, néhány századmásodperc alatt lecsengő, csillapodó rezgésként jelennek meg:



29. ábra: Az asztalra ejtett csavarok jelalakjai.

Általánosságban, nem ajánlott ugyanazon az optikai asztalon egy időben adatgyűjtést végezni és egy másik kísérleti elrendezést módosítani, hiszen akár egy, az asztalra ejtett kis rögzítő csavar által okozott rezgés is tízszer nagyobb amplitúdójú lehet a háttérzajnál.

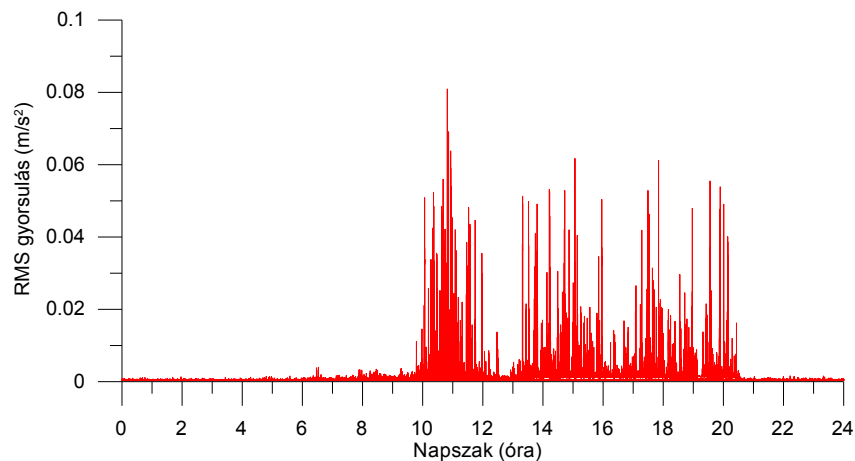
A rezgés-háttérzajt (30. ábra) vizsgálva, a legerősebb rezgések a 10-100 Hz tartományban találhatóak. Ezen a tartományon belül a 15-30 Hz frekvenciájú komponensek jellemzően vákuumpumpák és egyéb, periodikusan működő eszközök mozgó alkatrészeiből származnak. Ilyen eszközök a szivattyút és ventilátort alkalmazó lézer-hűtők és a légkondicionálás is. Ezen kívül az 50 Hz-es hálózati feszültség, és felharmonikusainak - 150 Hz és 250 Hz - a jelenléte erős, a hálózati áramról működő többi eszköz rezgései miatt. A magasabb frekvenciatartományon mért rezgések részben származhatnak egyéb eszközökből, részben pedig a rezgésmérő és erősítő, digitalizáló rendszer mérési hibájából, elektronikus zajából is.



**30. ábra:** A laboratóriumban mért „rezgés-háttérzaj” tipikus jelalakja és Fourier-transzformáltja

Emiatt a (legtöbbször ventilátoros hűtésű) oszcilloszkópokat, számítógépeket és egyéb műszereket nem ajánlott az optikai asztalra tenni, helyette . Az időben állandó rezgésforrások (elővákuum-pumpák, légkondicionálás, vízűtők) „ellenszere” a minél nagyobb távolság az asztaltól, illetve, ideális esetben, egy épület-központú megoldás lenne.

Tanulságos mérés volt a rezgések RMS gyorsulásértékét több teljes napon keresztül felvenni, és a napszak függvényében ábrázolni. Az adatsoron (31.ábra) is látszik, hogy a berendezések 9-10 óra között lettek bekapcsolva, és 20-21 óra között kikapcsolva. Ebből levonható a következtetés, hogy az ilyen hosszú karhosszú interferométer számára ideális rezgésmentes környezet a lehető legegyszerűbben az éjszakai, vagy hétvégén végzett adatgyűjtéssel érhető el. Továbbá nyilvánvaló előnyt jelent a mérés automatizáltsága, hiszen így a mérés közben nem szükséges a rezgéseket is okozó emberi beavatkozás, a mérés folyamatát távolabbról is vezérelni lehet.



31. ábra: rezgések a napszak függvényében

### *Aktív stabilizálás továbbfejlesztése*

A rezgés-probléma másodlagos megoldása, hogy a meg nem szüntethető rezgésforrások zaját az aktív stabilizáló rendszernek kellene eliminálnia. Ehhez jelentős sebességnövekedésre van szükség mind a hossz-eltérés érzékelésében, mind a beavatkozáshoz használt piezo eltolónál.

### *A hossz-eltérés érzékelése*

Kezdetben csak másodpercenként 1-2 képet tudtam kiolvasni a felhasznált Pro Silica CCD kamerákból a Labview környezetben, a gyári alprogramokat használva. Ezzel szemben a közvetlenül a Windows rendszeren futó gyártói program képes volt élő képet adni. Világos volt, hogy a kamerát kiolvasó Labview-alprogramot nagy mértékben optimalizálni kell:

- Az expozíciós időt és a CCD egyéb beállításait elég akkor frissíteni, ha azokat a felhasználó megváltoztatja, felesleges minden kép-kiolvasás előtt megadni.
- Elegendő a kamerát az 1280×1024 felbontás helyett 640×480 felbontáson használni.
- Elegendő egy kb. 100×20 pixel méretű region of interest (ROI) kiolvasása, majd a képen látható interferencia csíkok átlagolása.
- Firewire kamerák használata esetén igen előnyös, ha a két kamera két külön illesztőkártyára van kapcsolva, ez ugyanis megduplázza az adatátviteli sebességet.
- Tekintettel kell lenni az intenzitásra: a gyors kép-készítéshez elég fény, és rövid expozíciós idő kell.

Miután megtettem ezeket a módosításokat, sikerült 500 kép / másodperces sebességet elérnem. Ez -a mintavételi tétel szerint- már alkalmas a 250 Hz-nél kisebb frekvenciájú rezgések megfigyelésére, tanulmányozására is, de a legfőbb szempont a sebességnövelés mellett az volt, hogy az optikai asztalt ért apró ütések esetén a hossz stabilizálás le bírja



követni az ütés által okozott több hullámhossznyi hossz-ingadozást.

A kör hosszának gyorsabb megfigyelése, és a vivő-burkoló-fáziscsúszás mérésének felgyorsítása érdekében nagysebességű vonalkamerák használata mellett döntöttem.

Típus	Specifikáció
 <p><b>32. ábra:</b> Tattile Tapix LBD1024@34000 kamera (kép forrása: felhasználói kézikönyv)</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Max. 34000 kép/ s</li> <li>• CCD, 1024×1 pixel</li> <li>• Max. 10 bit színmélység</li> <li>• Camera Link Base</li> </ul>
 <p><b>33. ábra:</b> Basler sprint spL2048-70km kamera (kép forrása: baslerweb.com)</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Max. 70000 kép/ s</li> <li>• CMOS, 2048×1 pixel</li> <li>• Max. 12 bit színmélység</li> <li>• Camera Link Base</li> <li>• Trigger bemenet</li> </ul>
 <p><b>34. ábra:</b> Xenics-LYNX-1.7-1024 kamera (kép forrása: xenics.com )</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Max. 40000 kép/ s</li> <li>• InGaAs, 1024×1 pixel</li> <li>• Max. 14 bit színmélység</li> <li>• Camera Link Base</li> <li>• Gigabit Ethernet</li> <li>• <math>\lambda \approx 900 - 1700 \text{ nm}</math></li> <li>• Trigger bemenet</li> </ul>

**4. táblázat:** Felhasznált kamerák típusai és specifikációi

A kamerák Camera Link csatlakozással rendelkeznek, amely 255 MByte/s adatátviteli sebességre képes egy kábelén keresztül „Camera Link Base” konfigurációban, melyet a felhasznált kamerák is használnak. A kamerák kiolvasásához az Image Acquisition elnevezésű Labview-eszköztárat használtam fel. A kamerák akkor képesek csak kiadni a gyári specifikációban adott számú képet másodpercenként, ha egyrészt nagyon rövid az expozíciós idő (ami egy kicsivel nagyobb fényintenzitást igényel) és ha egy utasítással több (legalább

száz) képet olvastatunk ki. Ennek a szoftverek és az operációs rendszer késése az oka. A kísérleti elrendezésben viszont a minél gyorsabb reakcióidő a cél, ezért csak 10 képet olvastatunk ki egyszerre, ezt a tapasztalatok szerint a számítógép másodpercenként legfeljebb ezerszer képes elvégezni. Az így kapott közel 10000 kép/másodperces sebesség a hossz stabilizálásnál minden probléma nélkül képes követni a rezonáns kört ért ütések is. Sajnos az elért sebesség önmagában csak az adatgyűjtés sebességét növeli meg, ugyanis a szoftverek ezredmásodperc körüli késleltetése túl nagy ahhoz, hogy a hossz-stabilizálást végző piezo-eltolót valós időben lehessen vezérelni. Tehát ezzel a módszerrel a késések miatt csak a körülbelül 100 Hz-es frekvenciáig terjedő rezgéseket lehetne eliminálni.

#### *A hardver reakcióidejének javítása*

Az előbbieken a piezo közel valós idejű vezérlését említettem. Az eredeti hossz-stabilizáló megoldásban RS-232 porton keresztül vezéreltem az eltolót, amely másodpercenként 1 állításra volt képes. Ez kiváltható a piezo meghajtó analóg bemenetével, és egy megfelelően gyors digitál-analóg átalakító kártyával. Erre a célra a korábban már bemutatott NI-PCIE-6341 kártya analóg kimenetét használtam fel. A gyártói specifikáció szerint a kártya 900 kS/s sebességre képes, de ez csak akkor érvényes, ha a kiadandó hullámforma egyes értékeit nagyobb csoportokban küldi a főprogram a kártya puffermemóriájába. (Tehát a hullámforma jelentős késleltetéssel jelenik meg a kimeneten.) Jelen esetben viszont egyetlen feszültségérték azonnali beállításáról van szó, ahol a szoftver késése a döntő tényező.

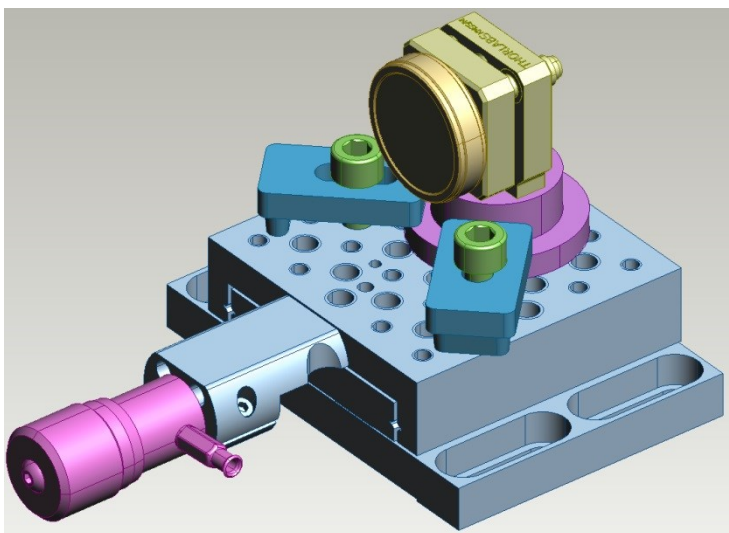
Ahhoz, hogy a szoftverből eredő késést kiküszöböljem, együttműködést folytatunk a bukaresti *Institutul National de Fizica Laserilor, Plasmei si Radiatiei (INFLPR) Solid State Laser Laboratory* kutatócsoportjával, ahol egy cél-elektronikát fejlesztenek ki interferométerek stabilizálására, koherens nyaláb-összeadás céljából. Az elektronika két fotodiódával figyeli egy HeNe lézer interferogramját, és egy piezo eltoló segítségével igyekszik azt egy helyen tartani. Az interferométert ért nagyobb ütések esetén az elektronika részét képező digitális számláló képes a gyors, több periódusnyi ugrás követésére is. Ez az együttműködés még a jelenben is folyamatban van.

#### *A hossz-stabilizálást végző piezo eltoló gyorsítása*

A piezo eltoló egy optomechanikai eszköz, tehát a mozgatott tömeg jelentős szerepet játszik a reakcióidőben. Az ezzel kapcsolatos fejlesztéseket szeretném itt ismertetni.



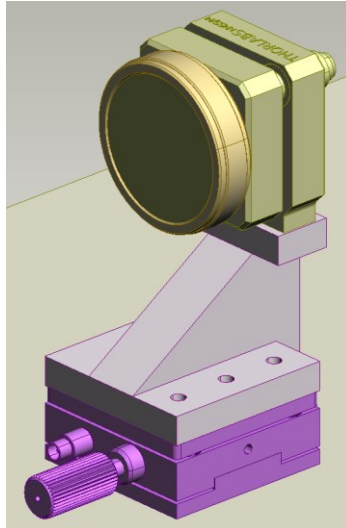
A kezdetekben: A hossz-stabilizálás első próbáihoz a 35. ábrán látható elrendezést használtam. A Thorlabs PE4 típusú, 15  $\mu\text{m}$  elmozdulásra képes piezót egy Newport 9067-x-m típusú hagyományos eltoló mikrométer-csavarja helyére szereltem. A tükörtartó és a rögzítő elemek az eltoló tetején foglaltak helyet, így a mozgatott tömeg elég nagy, körülbelül 150 gramm lehetett. Ebből következően ez a megoldás nem volt képes gyors mozgásokra. Emellett az eltoló csapágyazásának volt egy minimális tapadási súrlódása, ezért néhány nanométernél finomabb mozgások nem voltak lehetségesek.



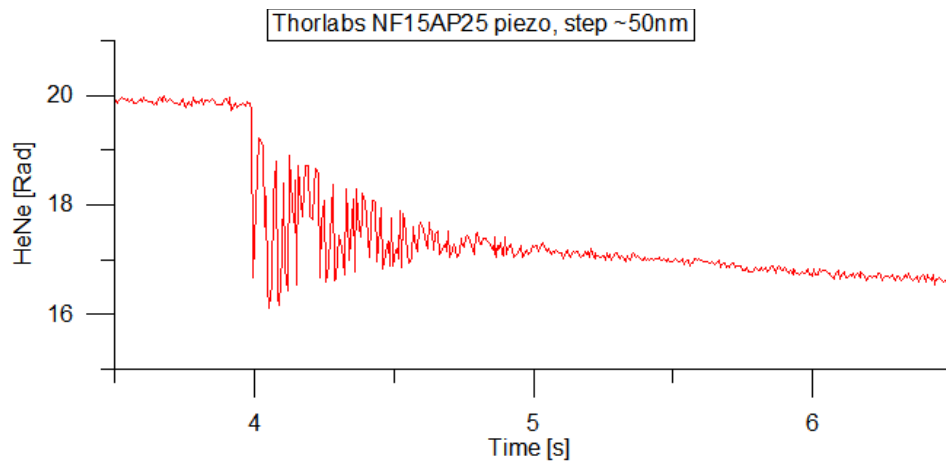
*35. ábra: az első teszteknel használt elrendezés*

Ez a megoldás megfelelt a hőtágulás korrigálására, de a mérete túl nagy volt, és az elmozdulása túl kicsi. (A tesztek idején még alumínium alaplemezen volt az interferométer, így kevesebb mint  $\pm 0,5$   $^{\circ}\text{C}$  tartományban lehetett a hosszát stabilizálni.)

Második változat: az első változat hátrányaiból tanulva az eltolót egy Thorlabs NF15AP25-re cseréltem, amely 25  $\mu\text{m}$  elmozdulásra képes, és a mozgó és álló részeket ennél a típusnál rugók tartják össze. Így a súrlódást kiküszöbölték, és a nanométeres elmozdulások is pontosan kivitelezhetőek. Az acélra cserélt alaplemezzel együtt ez az elrendezés már képes több mint  $\pm 1$   $^{\circ}\text{C}$  tartományban kompenzálni a kísérleti elrendezés hőtágulását. A mozgatott tömeg a 23 grammos egyedi kialakítású alumínium tartó, a 32 grammos tükörtartó, és a 8 grammos tükör, azaz 63 gramm. Ez, amellett hogy kompaktabb, jelentősen gyorsabb reakcióidőt tenne lehetővé. Sajnos a mozgatott elemek tömegközéppontja messzire került az eltolótól, így ez a változat nagy mértékű állításoknál hajlamos volt a rezgésekre, ahogy a 37. ábrán látható, 50 nanométeres mozgás is jól tanúsítja. Emiatt egy alkalommal ezen az elrendezésen csak néhány nanométert lehetett állítani. (Ez a kísérleti elrendezés szerepel a 25. ábrán lévő tervrajzban is.)

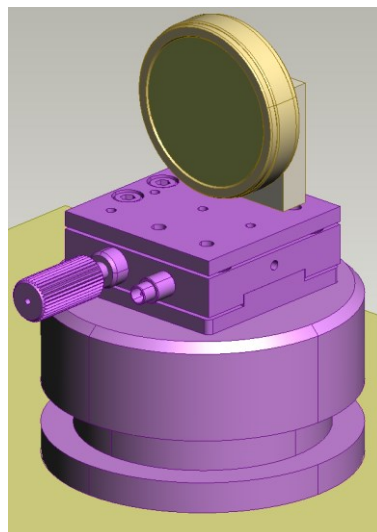


36. ábra: a második változat.



37. ábra: Az 50 nanométeres „egységugrásra” adott válasz: lassan csillapodó rezgés

Harmadik változat: A korábbi elrendezésnél tapasztalható rezgések ellenszereként le kellett csökkenteni a mozgatott tömeget.

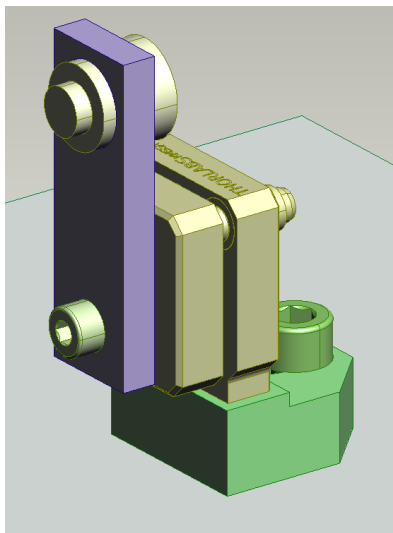


38. ábra: a harmadik változat.

Emellett a tömegközéppontját az eltolóhoz minél közelebb kellett vinni. Ehhez egyrészt az

eltolót egy fém tuskóra rögzítettem, másrészt elhagytam a nehéz tükörtartót. Így feláldoztam a tükör finombeállítását, de az interferométer beállítása ettől nem lett jelentősen nehezebb feladat. A tapasztalatok szerint ez a megoldás már képes a 15Hz alatti rezgések jelentős csökkentésére.

Negyedik változat: Mivel a rezgések ellen bevált a minél kisebb tömeget mozgató piezo alapelve, egy merőben új elrendezést is terveztem: A Thorlabs TLK-PZT1 típusú tokozott piezo kristályra ragasztottam a piacon fellelhető egyik legkisebb ezüstitűkröt, amely mindössze 7mm átmérőjű és 2mm vastag, tömege csak 0,2 gramm. A finombeállító és tartó elemek mind az állórészbe kerültek. Ez az elrendezés feltehetőleg képes a rezgések eliminálására akár több 100 Hz frekvenciáig, a korlátot a szoftveres késések jelentik. A megoldás hátránya, hogy a jelenlegi interferométerbe helyezve csak egyetlen reflexió fér el a tükrön, és a piezo kristály csak 9,1  $\mu\text{m}$  elmozdulásra képes, azaz a hőtágulás kompenzálására önmagában nem alkalmas. Ebből következően ezzel az elrendezéssel kapcsolatban nincsenek részletes mérési adataim. A hátrányt át lehetne hidalni egyrészt azzal, hogy csak kiegészítőként használom a másik piezo eltoló mellé, a magas frekvenciás rezgések ellen, de ekkor két analóg kimenetet és két piezo meghajtót kellene egyszerre használni. A másik lehetséges megoldás az interferométer fényutainak nagy mértékű áttervezése lenne oly módon, hogy a fénysugár a merőlegeshez nagyon közeli szögben legalább négyszer visszaverődjön a mozgatott tükrőről.



**39.ábra:** a negyedik változat.

#### 7.4 Mérésadatgyűjtéssel kapcsolatos fejlesztések

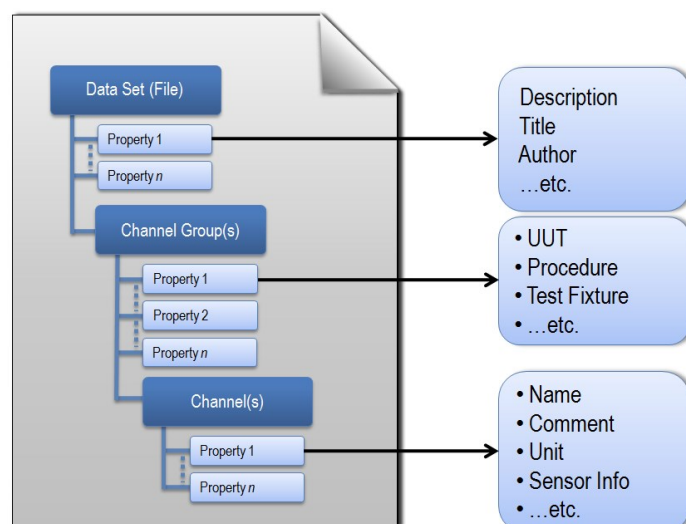
A kísérleti megvalósítás egyik legfontosabb eleme a megfelelő mérésadatgyűjtő program elkészítése volt. A programot a kísérleti berendezéssel párhuzamosan, Labview környezetben fejlesztettem, a felmerülő elvárások függvényében. Ezen elvárások közül a fontosabbak:

##### *Az adatok és beállítások mentése szabványos formátumban*

A mérések során keletkezett (nyers illetve valós időben kiértékelt) adatokat, és a mérés során érvényes kísérleti körülményeket természetesen tárolni kell a későbbi utófeldolgozás és publikálás céljából. Ennek a legelső megvalósítása az volt, hogy az adatok egy táblázatos szövegfájlban kerültek tárolásra, ahol a fájl neve a mérés időpontját is tartalmazta, és a táblázat különböző oszlopai a különböző műszerek és paraméterek értékeit, valamint a mérés kezdete óta eltelt időt tartalmazták. A kísérlet beállításait pedig a papír alapú mérési jegyzőkönyvbe rögzítettem.

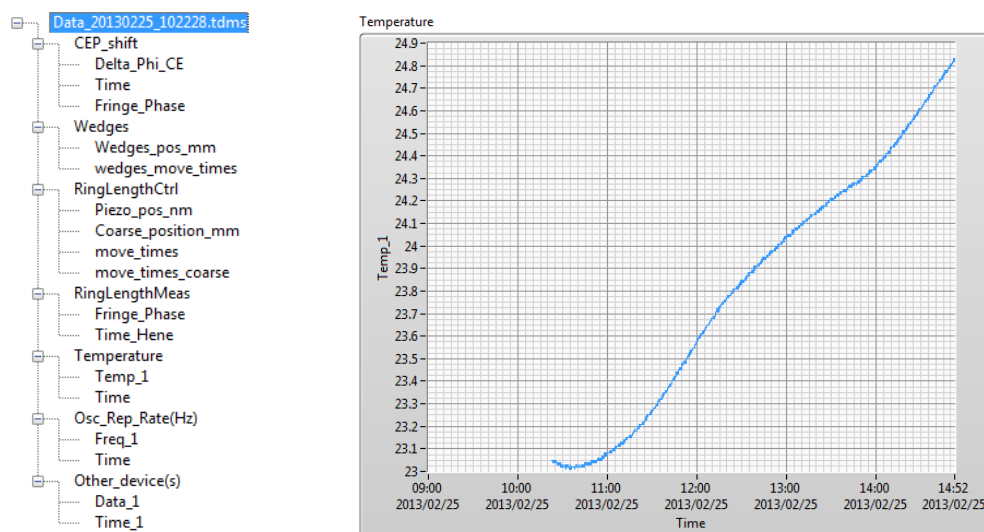
Ez a megoldás több szempontból is körülményes volt: A mérő program optimalizálásával az egyre több adatmennyiség óriási fájlokat eredményezett, hiszen a leggyorsabb műszer határozta meg a táblázat sorok kiírásának sebességét. Tehát, amikor a spektrográf, és a hossz stabilizáló rendszer kamerája már 500 képet rögzített másodpercenként (lásd 7.3 fejezet), akkor az 500 új sort jelentett másodpercenként az adatfájlban, feleslegesen többször elmentve például a másodpercenként legfeljebb 10-szer frissülő hőmérő és frekvenciamérő adatait is. Továbbá, míg egy lebegőpontos double típusú szám binárisan 8 bájtot foglalna, a táblázatos szövegfájlban akár kétszer több terület szükséges a sok tizedes-jegy miatt. Emiatt később az iparban szabványos TDMS formátumra [57] váltottam, amely binárisan tárolja az adatokat, és műszerenként külön-külön „csatornába” tudja menteni az adatsorokat.

A másik „körülményes” művelet a felhasznált műszerek és beállításaik rögzítése volt. A TDMS formátum lehetővé teszi, hogy az adatfájl illetve az egyes adat-csatornák fejlécébe rögzíthessem a mérés szinte minden részletét. Ilyen paraméter például a kísérlet céljának szöveges leírása, a mérés kezdő időpontja, illetve az egyes műszerek típusai és beállításai. (A program ezen kívül egy külön szövegfájlba is rögzíti ezeket a paramétereket, és emellett lehetőséget teremt a mérés során bekövetkező események manuális kommentezésére is.)



40. ábra: a TDMS formátum szerkezetének vázlata.[57]

A spektrális interferogramok sajnos túl nagy helyet foglalnának: például 500 kép/másodperc, 1024 pixel, és 8 bites kamera esetén óránként 1,8 gigabyte kellene a tároláshoz, a később bemutatott nagysebességű vonalkamerák pedig több tízezer képet készítenek másodpercenként, ami több tíz gigabyte adatot jelentene egy óra alatt.



41. ábra: balról: egy mérési adatfájl szerkezete, jobbról: az egyik adatsor grafikonja.

Az aktív hossz-stabilizálást végző kameránál is hasonló adatmennyiséggel lehetne számolni. Belátható, hogy az interferogramok nyers formában való tárolása túl nagy terhelést jelentene a mérő számítógépre, és ellehetetlenítené a több órás méréseket. Az interferogramok valós idejű feldolgozására és szűrésére volt szükség:

- A túl sötét, rossz láthatóságú interferogramokat figyelmen kívül kell hagyni. A kép átlagos intenzitásának, illetve a minimum és maximum intenzitás különbségének el kell érnie a kamera intenzitás-skálájának 10 %-át.

- Fourier-szűrés: Mivel bármely, a kísérletek során előforduló interferogram leírható egy amplitúdó-modulált, ám gyakorlatilag állandó periódusú szinuszhullámként, az interferogramokat mindössze két változóra lehet redukálni: periódusra, és pozícióra. Ehhez egy Fourier-szűrést alkalmazó alprogramot készítettem.

A többféle forrásból folyamatosan áramló adatsorok mentését úgy kellett megoldani, hogy egyrészt a lemezhez való hozzáférés ne legyen lassító tényező, másrészt viszont a program vagy a számítógép hirtelen leállása esetén megmaradjon a már megmért adatok nagy része. Az adatok mentéséhez ezért külön programrészt készítettem, amely a Labview Queue függvényeken keresztül kapja meg az egyes műszereken mért értékeket, azokat tárolja a számítógép memóriájában, majd percenként, és a program szabályos leállításkor lemezre menti. Így egy esetleges áramszünet esetén legfeljebb az utolsó egy perc alatt mért adatok veszhetnek el.

#### *Az eszközökhöz használt illesztő programok könnyű cserélhetősége*

Felmerülhetett a kérdés, hogy miért kell a felhasznált műszerek típusait is minden adatfájlba elmenteni. A válasz erre, hogy a kísérletek során változatos hardvereket használtam, többek között 6 féle optomechanikai mozgató eszközt (piezo és motoros eltolók), többféle kamerát, és többféle egyéb eszközt ( pl.: hőmérő, frekvenciamérő, rezgésmérő.) Eredetileg az egyes eszközökhöz készült vezérlő alprogramokat kézzel kellett kicserélni a fő adatgyűjtő programban, amely egyrészt rendkívül időigényes, másrészt hibalehetőséget (és a hibák miatt megismételt méréseket) jelent. Ezért áttértem az objektumorientált programozásra [58, 59]. Az eszköz illesztőprogramokat az alábbi osztályokba rendeztem:

- Általános „Eszköz”
  - Kamerák
  - Mozgatók
  - Hőmérők
  - Frekvenciamérők
  - Egyéb műszerek (később megírható illesztőprogram)

Az egyes illesztő programok belső szerkezetét, és a meghíváshoz szükséges paramétereket szabványossá tettem, és dokumentáltam. Az áttekinthetőség javításában nagy segítségem volt a Labview VI Analyzer nevű modulja is. Egy illesztő program paraméterei általában a következők:

- Eszközosztály adatainak be és kimenete. (Ez hasonló a C++ nyelvből ismert struktúra változókhöz, viszont a tartalmához kizárólagosan az osztályba tartozó programok férnek hozzá.)
- Általános hibakezelés be és kimenete. (Legfőképpen arra szolgál, hogy ha már az indításnál hiba lép fel, ne induljon el az adatfelvétel.)
- Az eszköz saját hibaüzeneteinek kimenete. (Ezek a hibák figyelmeztetésként szolgálnak, általában a fő program elkészíthető úgy, hogy – az adott kísérletnek megfelelően – újraindítja az eszközt, vagy felhasználói beavatkozást kér.)
- Az adat-kimenet általában egy lebegőpontos számokból álló tömb. Ez tartalmazhatja egy többcsatornás műszer csatornáin mért értékeket, vagy egyetlen értéket is.
- Az eszközosztálynak megfelelő paraméterek nagyobb részben az indításnál, egy dialógusablakban kerülnek beállításra, és az eszközosztály adat-struktúrája tárolja azokat. Ha az adatgyűjtés közben szükséges más beállításokat megadni, akkor a mérést vagy kiolvasást végző alprogramot láttam el a megfelelő bemenetekkel.

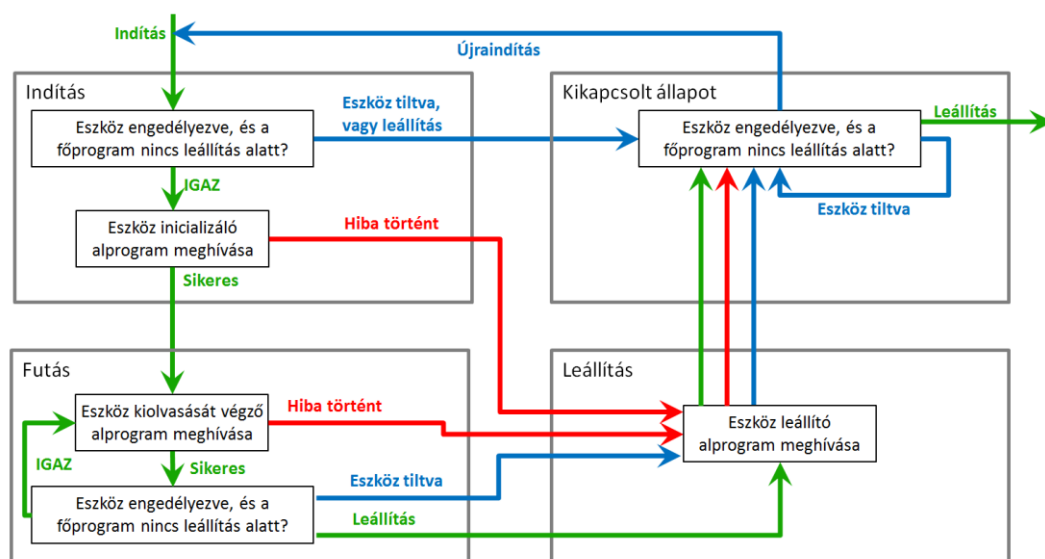
A Labview környezet azt is lehetővé teszi, hogy a főprogram egyetlen beállításának (a meghívandó osztály lvclass fájl útvonalának) módosítása után egy másik eszköz illesztő programját használjuk, ezt „Dynamic Dispatch” -nak nevezzük [59]. Ehhez az szükséges, hogy minden egyes illesztő program azonos nevű és paraméterezésű alprogramokból álljon. Ezek, a lehető legnagyobb egyszerűsége törekedve a következők:

- Inicializálás
- Kiolvasás
- Leállítás
- Egyéb, privát alprogramok, melyeket a főprogram nem hívhat közvetlenül.

### *Állapotgép-architektúra alkalmazása*

Korábban, ha egy műszerrel megszakadt a kommunikáció, akkor a hiba elhárításához a mérést le kellett állítani. Előfordulhat hosszabb méréseknél, például a később bemutatásra kerülő éjszakai adatgyűjtéseknél, hogy egy hiba észrevétlen marad, és a felvett adatsor hiányos lesz. Az is lehetséges, hogy az optikai elrendezésen beállításokat kell végezni, amely a nyaláb nem szándékos kitakarását eredményezi. Lehetséges, hogy csak a rezonáns kör hossz-stabilizáló rendszerét akarom tesztelni, ekkor pedig több műszer értelemszerűen nincs használatban.

Az ilyen esetekben a naiv „inicializálás- mérés-leállítás” sorrend nem használható. A következő, egyszerű állapotgép architektúra viszont könnyen kezeli a különféle helyzeteket.



**42. ábra:** A programban alkalmazott állapotgép alapelve. A zöld nyilak a normál használatot jelölik, a pirosak a hibakezelést, a kék pedig az eszköz letiltását.

- Ha az adott kísérletben egy műszer adataira nincs szükség, az letiltható, ekkor a műszer programrészke egyszerűen a kikapcsolt állapotban marad.
- Lehetőség van egy műszer ideiglenes kikapcsolására is a mérés futása közben, ha a kísérlet ezt kívánja. (Például az 51. ábrán látható kísérletnél az f-2f interferométerre kapcsolt spektrumanalizátort felváltva használtam számítógépvezérelt mérésre és az oszcillátoron végzett kézi beállításokhoz, ehhez a kommunikációt többször le kellett zárni és újraindítani a mérés folyamán.)
- Ha megszakad a kommunikáció, vagy hiba lép fel, akkor automatikusan megpróbálja újraindítani az eszközt.
- Az egyes műszerek illesztő programjai külön-külön állapotgépként futnak a saját sebességükön, tehát nem kell egyik műszernek várni a másikkra. Az adatok átadását a mentést végző önálló programrésznek a Labview Queue alprogramjaival oldottam meg. A leállítást, adatok átadását vagy a szinkronizálást az egyes programrészek között a Notifier és Occurrence függvényekkel lehet megoldani.

Az előzőekben ismertetett fejlesztések nagymértékben javították a mérések sebességét és minőségét. A kísérleti elrendezés alkalmassá vált hosszabb adatfelvételekre, sikerült a rezgések által okozott mérési hibát csökkenteni. Az adatfelvétel sebessége a kezdeti értéknek mintegy tízezerszeresére nőtt. A szoftveres fejlesztések pedig csökkentették a programozás és a mérések dokumentálása közben előforduló hibalehetőségeket.



## 8. Mérési eredmények és alkalmazások

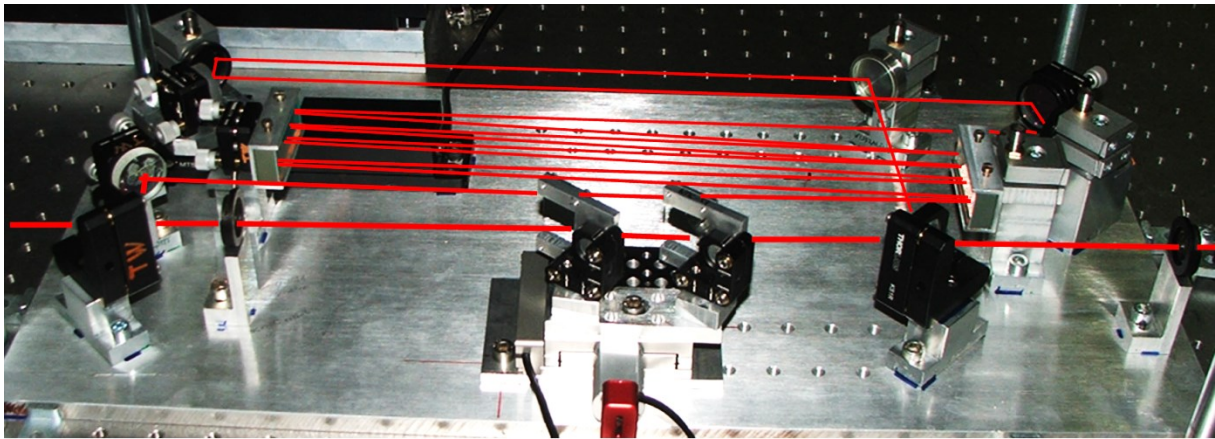
A kísérleti elrendezés fejlesztéseit az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi laboratóriumában végeztem. A beállításokhoz és az elmélet teszteléséhez a TeWaTi 70,16 MHz-es ismétlési frekvenciájú, 50 nm sávszélességű titán-zafír lézerét használtam. Az első, ígéretes eredmények után, 2009 telén a kísérleti elrendezés első változatát elszállítottuk a berlini Max Born Institut-ba, Günter Steinmeyer kutatócsoportjához, ahol rendelkezésünkre állt egy CEP-csúszás stabilizált Femtolasers Rainbow lézeroszcillátor. Az első kereszt-kalibrációs kísérletek bizonyították, hogy a módszer valóban működik, azonban a jel-zaj viszony a gyakorlati alkalmazás szempontjából túl alacsony volt. Ahhoz, hogy még meggyőzőbb eredményeket kaphassak, fejlesztéseket kellett végezni. A hőtágulás kompenzálása, kamerák illesztő programjának felgyorsítása, és a mérőprogram átdolgozása után 2011 áprilisában visszatértem az MBI-be, hogy nagyobb pontossággal ismételjem meg a korábbi kísérleteket. 2011 nyarán a TeWaTi lézer oszcillátorával végeztem fáziscsúszás-stabilizálási kísérleteket.

Ezután annak a bizonyítására, hogy a lineáris optikai módszerrel nem csak ultrarövid fényimpulzus-sorozatok fáziscsúszása mérhető, a Párizs közelében, Orsay-ban található Laboratoire Accélérateur Linéaire-ben méréseket végeztem 2 pikoszekundum (transzformáció-limitált) hosszúságú fényimpulzusokkal is.

Ezek után tovább folytattam a fejlesztéseket, elsősorban a rezgések által okozott mérési hiba csökkentése, tehát a mérés pontosságának feljavítása céljából.

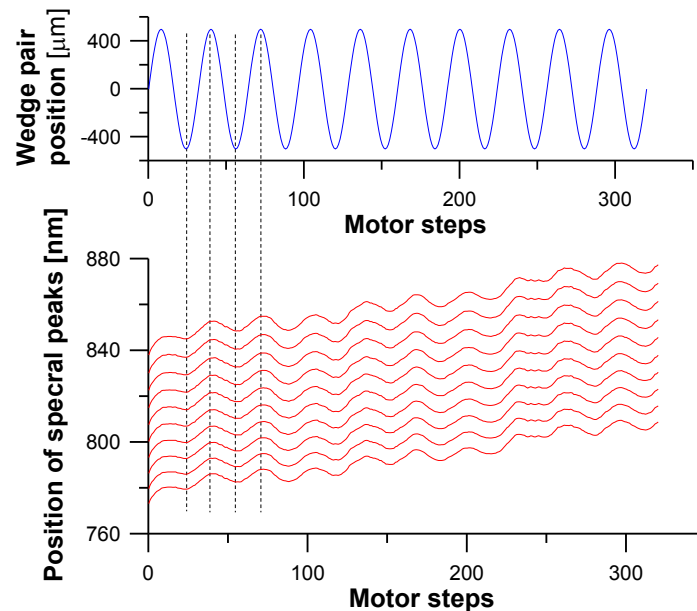
### 8.1. Az elmélet első kísérleti tesztelése

A 6. fejezetben leírt elméleti modell (11) egyenlete szerint a bejövő impulzus-sorozat vivő-burkoló fáziscsúszása és a kör saját fázistolása összeadódik. Ebből következően úgy is tesztelhető az elmélet helyessége, hogy az izokronikus ékpárat [48] magába a rezonáns körbe helyezem. Az erről a kísérletről készült fényképet mutatja a 43. ábra.



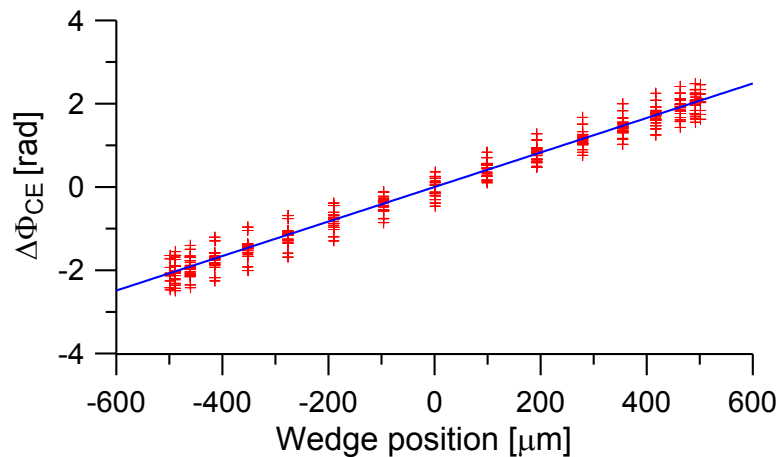
43. ábra: A kísérleti elrendezés fényképe a berajzolt fénysugarakkal, és a beépített ékpárral. (azonos a 22. ábrával)

A kísérlet közben az elrendezést letakartam a légmozgások ellen. A 44. ábrán látható a nyers mérési eredmény, amely az elmélet első kísérleti igazolása volt.



44. ábra: Az interferogram csúcsok mozgása [T2] (azonos a 24. ábrával)

A mérési adatokban jól látható elcsúszás az apró hőmérséklet-változások miatti hőtágulásából ered. Normál laborkörülmények között, a hőmérséklet stabilitása nem volt tovább javítható, ezt a légkondicionálás limitálja. A kísérlet közben még nem mértem az alaplemez hőmérsékletét, így nem volt egzakt matematikai megoldás a mérési adatok „tisztítására”. Ezért, a lehető legegyszerűbb megoldást választva, a hőmérsékleti hatást – tekintettel a mérés mindössze fél órás időtartamára –egyenletesen változónak tételeztem fel. Ezután a mérési adatokra egyenest illesztve, majd levonva már az eltoló szinuszos mozgása miatti változások voltak a dominánsak. A mért fáziscsúszást az ék helyzetének függvényében ábrázolva (45. ábra) 4,14 rad/mm meredekségű egyenest kaptam, amely mérési hibán belül közel esik az ékpár 3,93 rad/mm specifikációjához.



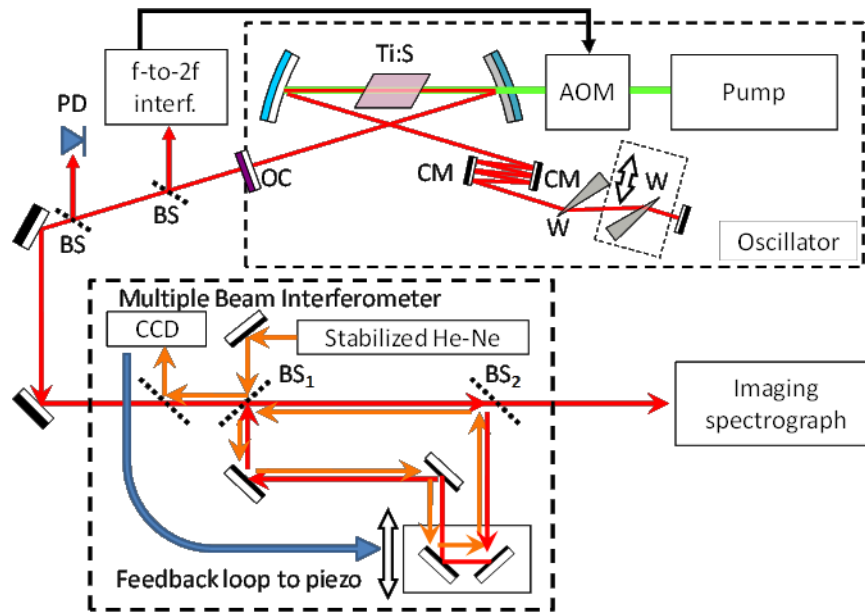
45. ábra: a kiértékelt mérési eredmény [T2]

## 8.2 A módszer kereszt-kalibrációja az f-2f mérési módszerrel

Az elmélet igazi tesztje természetesen csak az lehet, ha a mérési eredményeit összehasonlítom egy nemzetközileg elismert, sztenderdnek tekintett módszerrel. Egy ilyen módszer a 3.2 fejezetben ismertetett f-2f interferométer. A kísérlet vázlata a 46. ábrán látható. Az oszcillátor 87,54 MHz ismétlési frekvencián üzemelt. A vivő-burkoló fáziscsúszást f-2f interferométer mérte, a visszacsatoláson alapuló stabilizálásra kvarc ékpárt és a pumpáló lézer teljesítményének modulációját használták. (A Femtolasers Rainbow 2012 utáni változatai már a feed-forward fáziscsúszás stabilizáló módszert használják, melynek kifejlesztésében a mérések céljából meglátogatott kutatócsoport is részt vett. [53, 54] ) Az oszcillátor fáziscsúszása általában  $f_{\text{CEO}}=0,25 \cdot f_r$ , azaz  $\Delta\phi_{\text{CE}}=\pi/2$  értéken volt stabilizálva. Az f-2f jelét egy spektrumanalizátor mérte, amelyet Labview környezetben is le tudtam kérdezni. A kvarc ékpár egyik tagja egy piezo eltolóra volt helyezve, melynek vezérlése Labview környezetből RS-232 porton keresztül volt lehetséges.

A kereszt-kalibrációs eredmények két csoportra oszthatóak a használt kísérleti elrendezés szempontjából:

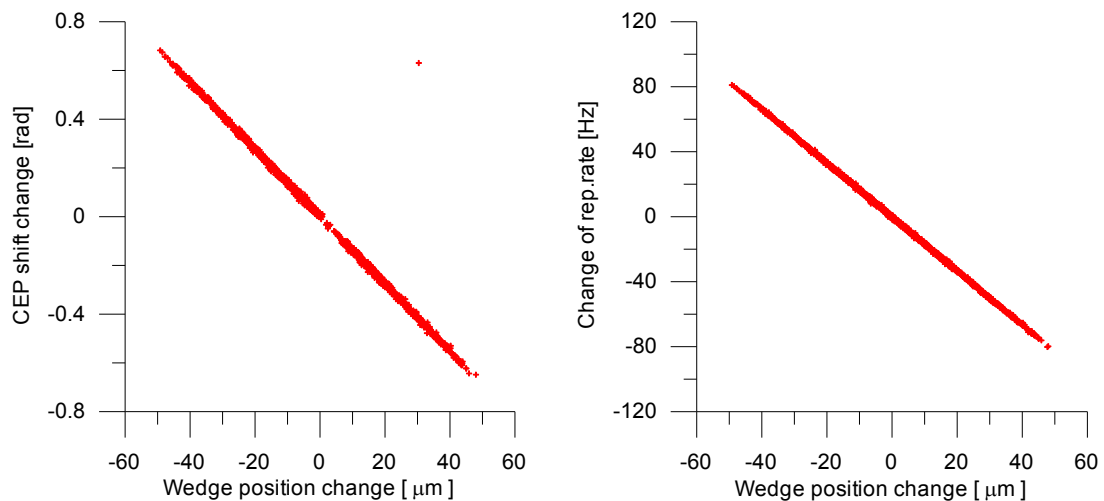
- Az első kísérleti elrendezéssel végzett mérésekre ,
- A továbbfejlesztett kísérleti elrendezéssel végzett mérésekre.



46. ábra : A keresztkalibrációs mérések vázlata [T5]

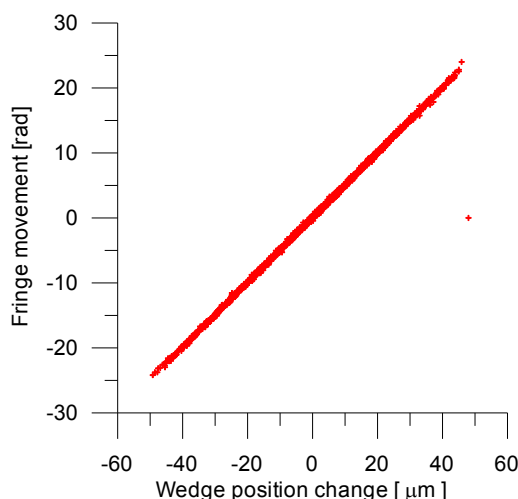
*Az első kísérleti elrendezés kalibrációs eredménye*

A hosszú távú hőmérsékleti hatások kiküszöböléséhez egy egyszerű trükkhöz folyamodtam: véletlenszerűen változtattam a fáziscsúszást, és az  $f-2f$  által mért fáziscsúszás változásainak függvényében ábrázoltam a rezonáns kör által mért fáziscsúszás változásait. Ez által a hosszú idő alatt bekövetkező, hőmérsékletváltozásból eredő mérési hibák eliminálódnak. A 47. ábra mutatja a kvarc ékpár egyik tagjának a mozgásának hatását az oszcillátor fáziscsúszására és ismétlési frekvenciájára.



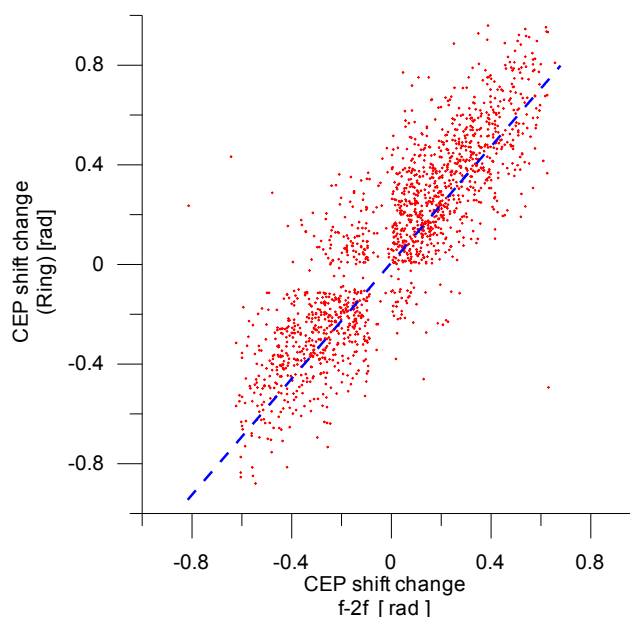
47. ábra: kvarc ékpár hatása a CEP-csúszásra,  $f-2f$  módszerrel mérve ( $-0,0137 \text{ rad} / \mu\text{m}$ ), illetve az oszcillátor ismétlési frekvenciájára ( $-1,66 \text{ Hz} / \mu\text{m}$ ) (Agilent 53132A számlálóval mérve).

Az interferencia-csíkok mozgására a 48. ábrán látható adatokat mértem.



**48. ábra:** kvarc ék mozgatásának hatása az interferencia csíkokra (  $0,497 \text{ rad} / 1 \mu\text{m}$  ék mozgás )

A nyers adatokat korrigálva az ékpár mozgása által okozott ismétlési frekvencia-változással pedig már látható a korreláció a rezonáns kör és az  $f-2f$  mérési módszer eredményei között (49. ábra)



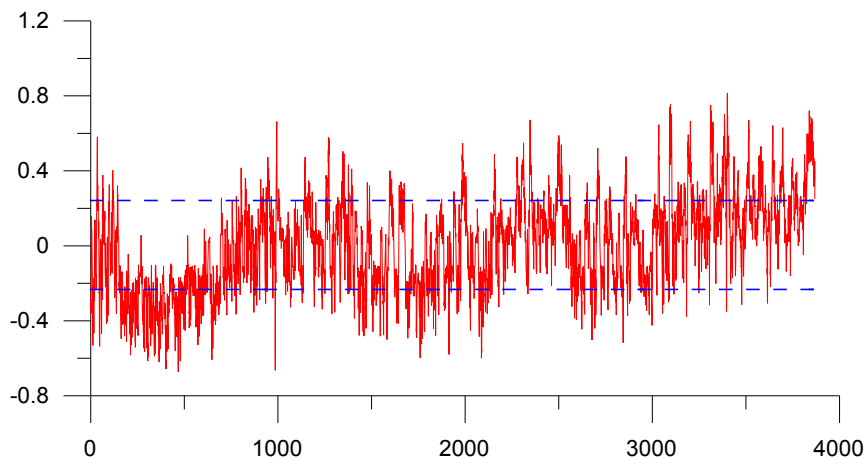
**49. ábra:** a két mérési eredmény összehasonlítása.

A két módszer összehasonlításakor kapott eredmény ( $\Delta\phi_{\text{CE,ring}} = 1,16 \cdot \Delta\phi_{\text{CE,f-2f}} \pm 0,57 \text{ rad}$ ) azt mutatja, hogy a módszer, még nagy mérési hibával ugyan, de valóban a fáziscsúszás változásaira érzékeny.

#### *A továbbfejlesztett kísérleti elrendezés kalibrációs eredményei*

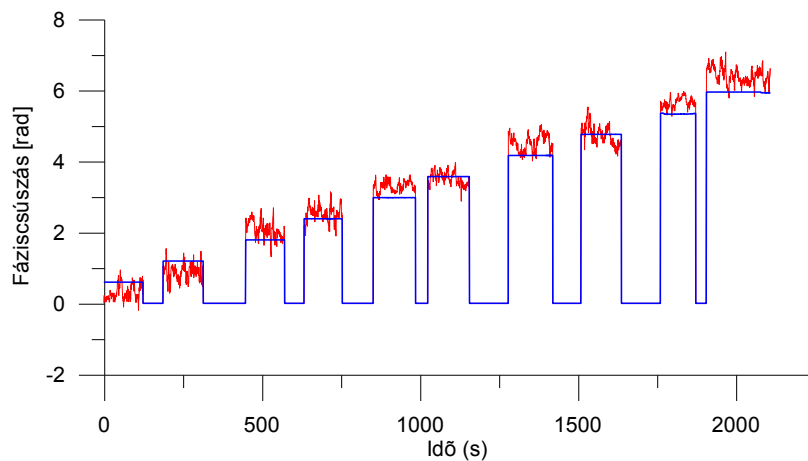
Az világos volt, hogy a korábbi módszer mérési hibájának jelentős részét a hőtágulás okozta, ezért fejlesztéseket kellett végezni, hogy a mérés jel-zaj viszonya elfogadható legyen. A fejlesztések során a hőtágulást egy HeNe lézer és egy piezo eltolóra tett tükör segítségével

kompenzáltam (7.2. fejezet). Az így továbbfejlesztett elrendezéssel már lehetséges volt olyan méréseket is végezni, amelyek nem csak két különböző módszer által mért fáziscsúszás-változásokat hasonlítják össze. Az első ilyen mérés a fáziscsúszás-stabilizált oszcillátor mérése (50. ábra), ahol  $\pm 0,24$  radián szórást kaptam. (Mivel relatív mérésről van szó, a rezonáns kör által mért érték egy additív konstans erejéig eltér az  $f-2f$  által mért  $\Delta\varphi_{CE}=\pi/2$  értéktől.)



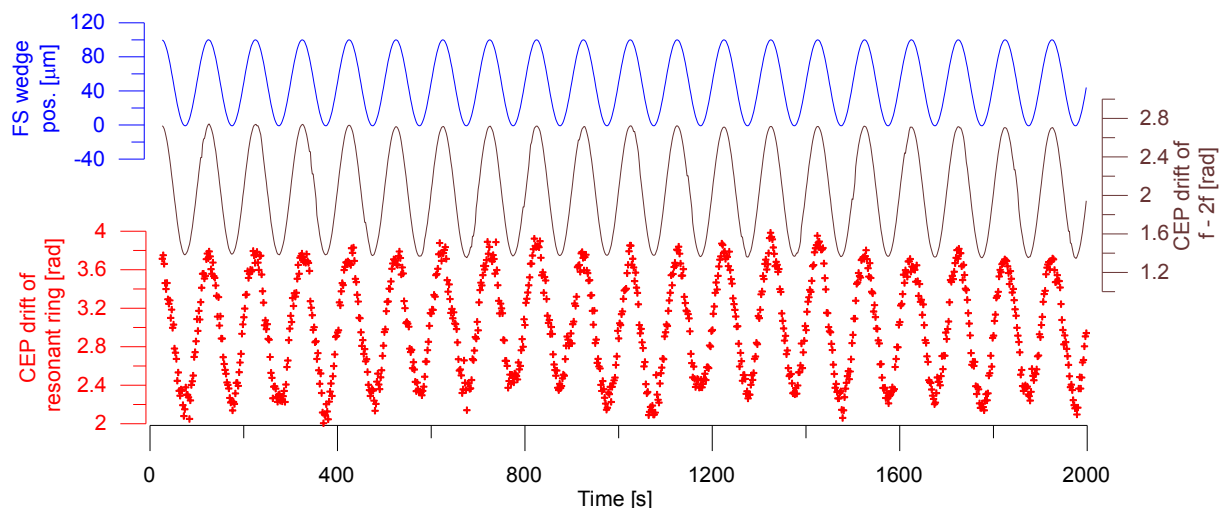
**50. ábra:** Fáziscsúszás-stabilizált oszcillátor megfigyelése

Ezek után az oszcillátorban található kvarc ékpár kézi állításával változtattam a fáziscsúszást, 10 lépésben (51. ábra). A rezonáns kör által mért érték követte a változtatásokat.



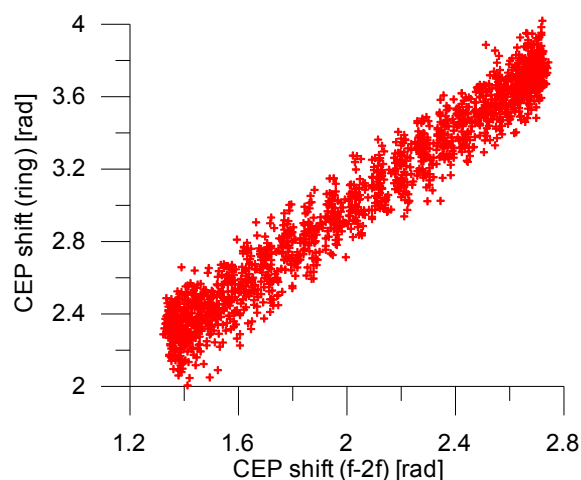
**51. ábra:** Fáziscsúszás lépcsőzetes állítása

Az állítás közben az adatgyűjtés nem volt lehetséges, ezért a grafikonon itt nulla értékek szerepelnek. Ezek után a piezo eltoló segítségével szinuszos hullám mentén mozgattam a kvarc ékpár egyik tagját. Ennek a mérésnek az eredményét mutatja az 52. ábra.



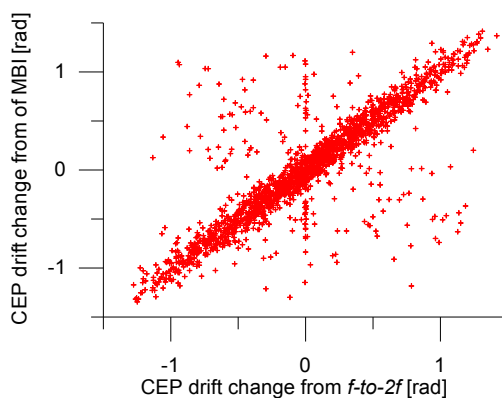
**52. ábra:** Az oszcillátorba helyezett kvarc ékpár szinuszos mozgásával kapott eredmény [T5, teljes adatsor]

Az 52. ábrán látható adatsor fáziscúszás-értékeit egymás függvényében ábrázolva egyértelmű összefüggést (53. ábra) kaptam. Az adatsor szórása  $\pm 0,149$  radián (az egységnyi meredekségű egyeneshez képest)



**53. ábra:** A két módszer eredményének összevetése [T5]

Ezek után megismételtem a kvarc ék véletlenszerű mozgását alkalmazó kísérletet, és ezúttal a korábbinál pontosabb eredményeket kaptam (54. ábra).

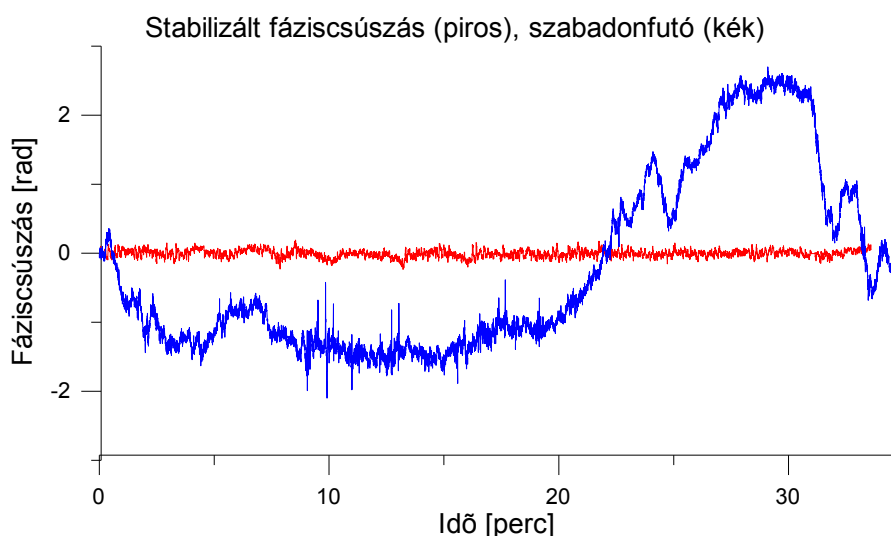


**54. ábra:** a kvarc ék mozgásának eredménye [T5]

A mérési eredmény szórása  $\pm 0,32$  radián, hiszen sajnos az ékpár hirtelen mozgatása némely mérési pontnál hibás adatot eredményezett.

### 8.3. Femtoszekundumos lézeroszcillátor CEP csúszásának stabilizálása

Az izokronikus ékpárt a TeWaTi lézeroszcillátorába helyeztem. Az ékpár által igényelt viszonylag nagy ( $\pm 1$  mm nagyságrendű) elmozdulások miatt egy egyenáramú motorral hajtott lineáris eltolót (Standa 8MT173-25DCE2) használtam. A rezonáns kör által mért fáziscsúszás értékkel 10 másodpercenként korrigáltam az ékpár helyzetét. A stabilizálás eredménye az 55. ábrán látható. Az ékpár mérete véges, ezért a nem optimális körülmények közötti hosszú távú stabilizálásnál előfordulhatna, hogy az ék széle levág a nyalábból. Ennek kiküszöbölésére, ha a kompenzálendő fáziscsúszás nagyobb mint  $\pm 1,5 \cdot \pi$ , akkor a program egy  $2\pi$  nagyságú lépéssel visszahozza az ékpárt a megfelelő pozíció tartományba. Ezzel megoldható a hosszú távú stabilizálás, néha egy-egy rövid stabilizálatlan szakasszal. Nagyobb méretű ékpárt alkalmazva, illetve jobban stabilizált körülmények között hosszabb stabilizált szakaszok érhetők el.



**55. ábra:** Egy-egy mérés stabilizált (piros), illetve szabadonfutó (kék) oszcillátor fáziscsúszásáról. [T10]

A megvalósított stabilizálás sebességét az alkalmazott motorizált eltoló korlátozta. Tehát demonstráltam, hogy a lineáris optikai módszer mérési eredményeivel egy izokronikus ékpárt (esetleg más fáziscsúszás-módosító eszközt) vezérelve a vivő-burkoló fáziscsúszás stabilizálható. Az eredményeket nemzetközi konferencia előadásokon mutattam be. [T3,T4, T9 - T11]

### 8.4. Mérések végzése pikoszekundumos impulzusokkal

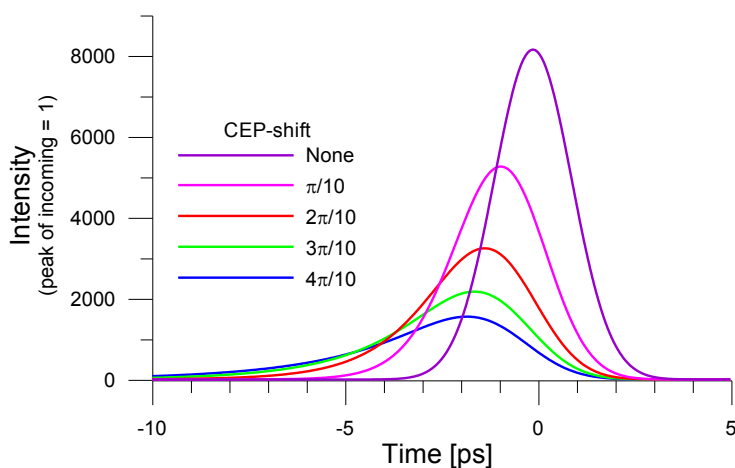
A vivő-burkoló fázis kifejezését elsődlegesen az ultrarövid fényimpulzusokkal



kapcsolatos kutatásokban használjuk. Jogosan vetődik fel tehát a kérdés, hogy (a mérési módszer határainak feszegetésén túl) milyen alkalmazása lehet a több ezer periódusból álló fényimpulzusoknak a CEP mérésének, befolyásolásának? Erre ad példát a következő alfejezet.

#### *Passzív rezonátoros impulzuserősítés CEP-csúszás függése*

A kontrollált vivő-burkoló fáziscsúszású impulzus-sorozatok egyik lehetséges alkalmazása a passzív rezonátoros erősítés. Előnye, hogy a rezonátoron belül a bemenőnél sokkal nagyobb intenzitás áll rendelkezésre, és az ismétlési frekvencia változatlan marad. Hátránya, hogy az elérhető erősítés – főleg nagy jósági tényezők esetén – erősen érzékeny nemcsak a felhasznált rezonátor mechanikai stabilitására és hosszának pontosságára, hanem a bejövő impulzussorozat vivő-burkoló fáziscsúszására is.

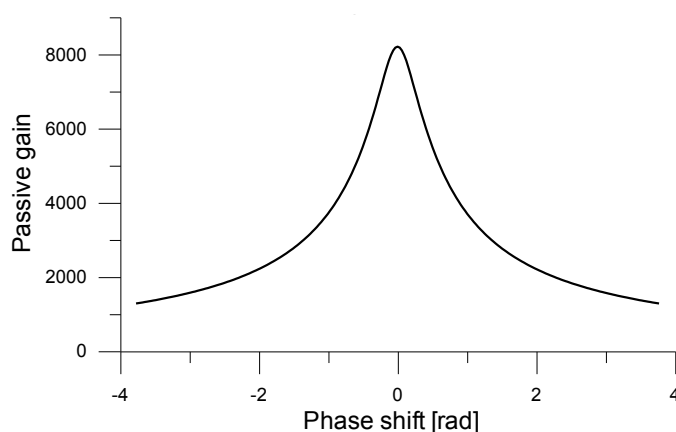


**56. ábra:**  $F=28000$  rezonátorban erősített, eredetileg 2ps hosszúságú impulzusok alakja (szimuláció) [T12]

A rezonátorban az egymás utáni fényimpulzusok konstruktív interferenciáját kell elérni. Az erősítés optimális, ha mind a vivőhullám, mind a burkoló pontosan találkozik. Ellenkezőleg, ha a burkológörbe és a vivőhullám pontosan ugyanannyi (töredék) periódussal csúszik el egymáshoz képest, akkor az interferencia konstruktív maradhat, de a rezonátorban egy elnyúlt és kisebb csúcsintenzitású impulzus fog keringeni, az elérhető erősítés lecsökken (57. ábra).

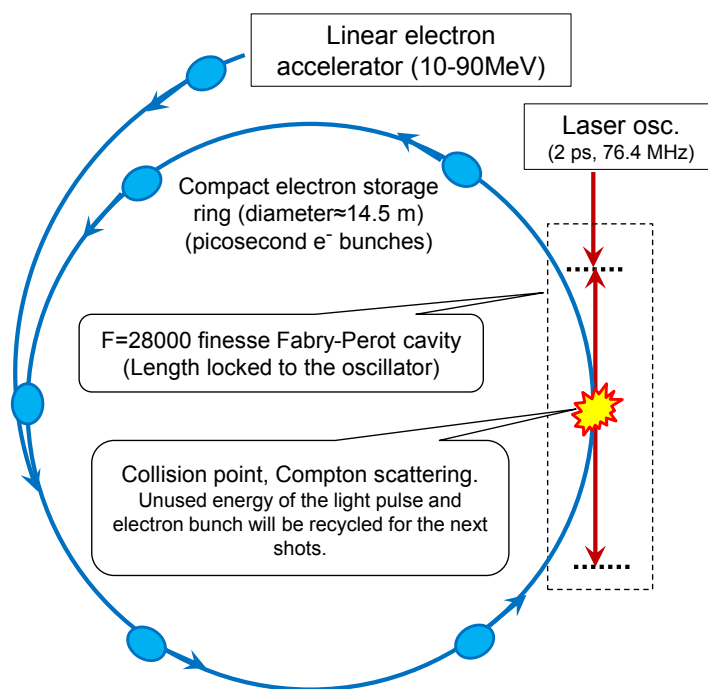
A passzív rezonátoros erősítés jól alkalmazható a frekvenciafésű más hullámhosszra való átkonvertálására is, hiszen a rossz hatásfokú konverziós folyamatban fel nem használt energia tovább kering a rezonátorban. Jó példa erre a rezonátorban végzett magas-harmonikus keltés, amellyel koherens vákuum-ultraibolya, vagy akár röntgen sugárzás állítható elő jó hatásfokkal [60]. A hullámhossz-skálán tovább haladva, gamma sugárzás előállítására gyakran alkalmazott módszer a Compton effektus. A felgyorsított elektronok és nagyintenzitású lézerimpulzusok (fotonok) ütközési hatáskeresztmetszete nagyon alacsony, az elektronok és a

fotonok többsége változatlanul továbbhalad.



**57. ábra:**  $F=28000$  rezonátor maximális erősítése a vivő-burkoló fázisúszás függvényében (szimuláció) [T12]

Ebből következően jó hatásfokú gammasugár forrást csakis úgy lehet készíteni, ha a fel nem használt energiát újrahasznosítják. Egy ilyen kísérleti elrendezést készített a Paris-Sud egyetemen működő Laboratoire Acélérateur Linéaire kutatóintézet [61, 62]. Az elrendezés (58. ábra) a 10-90 MeV közötti energiájú elektron-csomagokat egy tároló-gyűrűben körpályán tartja, a kölcsönhatás során fel nem használt fény-energiát pedig egy nagy ( $F=28000$ ) jósági tényezőjű Fabry-Perot rezonátor hasznosítja újra a következő „lövéshez”. A részecskegyorsítókban az elektroncsomagok hossza általában néhány pikoszekundum, így a kutatócsoport is 2 ps-os fényimpulzusokat használt.



**58. ábra:** A LAL  $\gamma$ -sugár forrásának vázlata

A kísérleti elrendezéssel kapcsolatban elgondolkodtató, hogy mivel mind a fényimpulzusok,

mind az elektroncsomagok ismétlődnek, a kapott gammasugárzás is egy impulzussorozat lesz. Krajewska és Kaminski [63] kiszámította, hogy a Compton effektus alkalmas lehet gammasugár-frekvenciafésű keltésére, amellyel a frekvenciafésűvel mérhető spektrális tartomány határa nagy mértékben kitolódna, akár néhány MeV foton-energiákig. Ilyen foton energiákkal az atommagok átmeneteit is pontosan mérni lehetne. (Bár jó néhány kisebb energiájú atommag-átmenet található az XUV és röntgen tartományban is, például a tórium egyik átmenete csak 7eV [64]) Az atommag az atomnál körülbelül 5 nagyságrenddel kisebb átmérőjű, így a magot a külső perturbáló terek kisebb mértékben képesek zavarni [64]. Tehát az atommagok átmeneteinek sokkal keskenyebb a sáv szélessége. A frekvenciafésű pontosságát az atommag átmenetekre alkalmazni kétségtelenül nagy tudományos jelentőségű lenne, de vajon lehetséges-e?

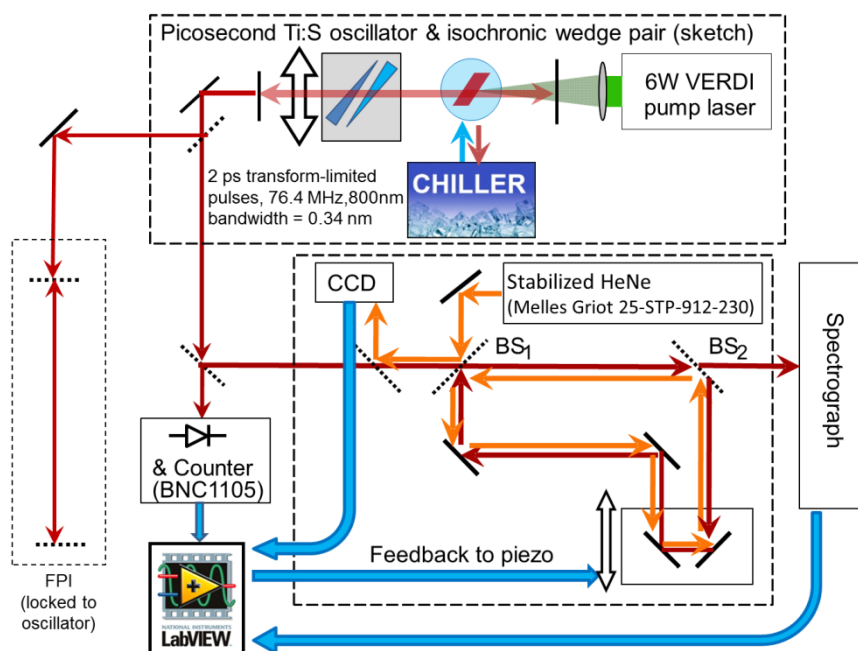
Az [63]-ban szimulált eset, amikor egy amplitúdó-modulált fényimpulzus ütközik az elektron-csomaggal, megvalósítható lenne a modulált fényimpulzus passzív rezonátoros erősítésével is. Ekkor kb. THz -es vonal-távolságú gammasugár-fésűt kapnánk. Több, szorosan egymás utáni fényimpulzust erősítve az FPI-ben a gammasugár-fésű vonalainak távolsága a 1-1000 GHz nagyságrendbe eshetne. Egyes impulzusokat használva, az elektron tároló gyűrű és az FPI méretezésével a néhány 100 MHz-es vonaltávolság lehetne megcélozható. Sajnos a röntgen és gammasugarak, lézeres szemszögből tekintve, igen nehezen kezelhetők, hiszen, például az egyetlen mód a terelésükre az egykristályok atommagjain történő diffrakció. Tehát, ha a kísérlettel valóban kapnánk gammasugár-frekvenciafésűt, a spektrum fésűs szerkezetének bizonyítása valószínűleg igen nehéz feladat lenne.

#### *Pikoszekundumos fényimpulzusok fáziscsúszás-mérése: kísérleti leírás*

A fényimpulzusokat egy módosított Coherent Mira titán-zafir lézer szolgáltatja 76,4 MHz ismétlési frekvenciával. Mivel az impulzusok 2 ps hosszúságúak voltak, a spektrális sáv szélesség is csak 0,34 nm, tehát a sztenderd f-2f módszerrel lehetetlen megmérni a fáziscsúszást. A lineáris optikai módszerrel viszont megmérhető az ilyen hosszú impulzusok fáziscsúszása is: Ehhez csak kellően nagy felbontású spektrográfot kell építeni. Erre a célra egy 1200 vonal / mm-es reflexiós rács segítségével felépített, 15-szörös nagyítású spektrográf volt alkalmas.

Ezek után olyan módosításokat kellett tenni az oszcillátorral, amelyek biztosan befolyásolják a fáziscsúszás mértékét. A legkézenfekvőbb a lézerekristály hőmérsékletének

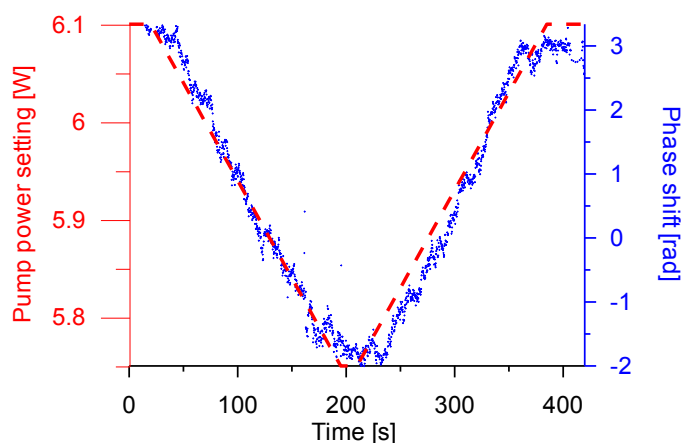
módosítása, amely elérhető a pumpáló lézer teljesítményének, vagy a hűtővíz hőmérsékletének állításával. Ezen kívül létezik tisztán optikai megoldás, a lézer rezonátorába helyezett ékpár mozgatása.



59. ábra: Pikoszekundumos impulzusok fáziscsúszás mérése a LAL-ban

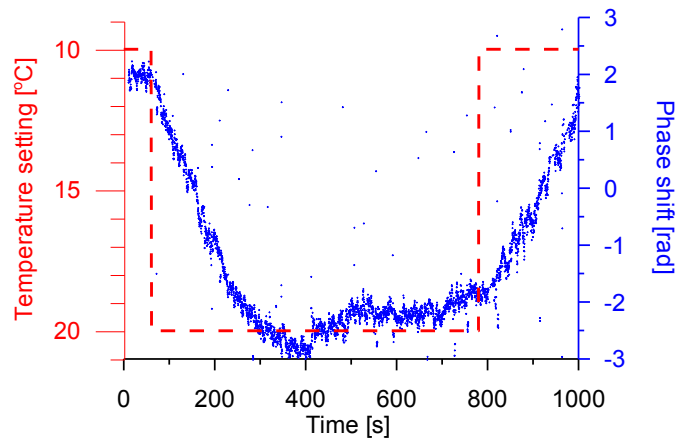
### Mérési eredmények

Az első kísérlet a pumpáló lézer teljesítményének lassú fokozatos változtatása 6,10 Watról 5,75 Watra, majd vissza. A rezonáns kör által mért fáziscsúszás követte a pumpa teljesítmény változását.



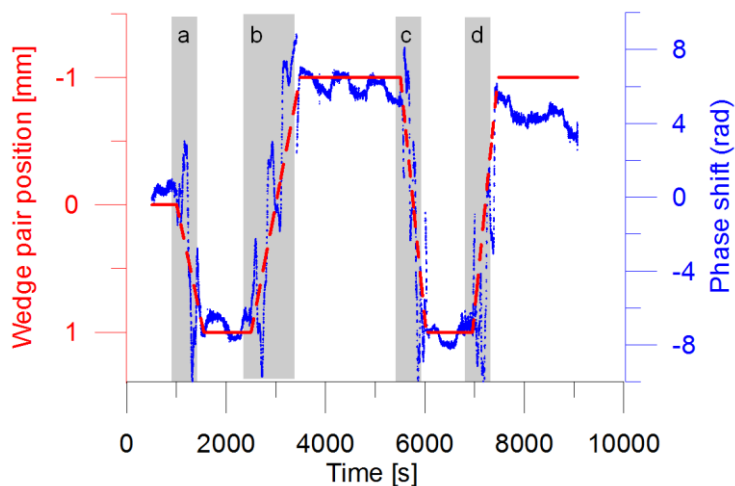
60. ábra: A pumpalézer teljesítményének hatása. [T13]

Ezek után közvetlenül a lézer titán-zafír kristályának a hőmérsékletét módosítottam, a hűtővíz hőmérsékletét állítottam át 10 °C-ról 20 °C-ra, majd 12 perc múlva vissza. A mérési adatsoron jól láthatóan hasonló hatást értem el, csak a hőkapacitásból adódó tehetetlenség miatt sokkal lassabban állt be a fáziscsúszás a végső értékre.



61. ábra: a kristály hőmérsékletének hatása [T13]

Végül, az oszcillátorba helyezett izokronikus ékpár [48] hatását vizsgáltam. (61. ábra) Az ékpár egy  $2,12^\circ$ -os N-BK10 és egy  $2,00^\circ$ -os N-PK51 ékből áll, melyek Brewster szögbe vannak beállítva, és együtt mozognak. Jó beállítás esetén az ismétlési frekvencia állandó marad, miközben a fáziscúszás változik. Az elrendezés erősen érzékeny a beesési szögeknek a Brewster-szögtől való eltérésére: akár néhányszor  $0.1^\circ$  eltérés esetén jelentősen romlik az izokronikusság, viszont a fáziscúszást nagyobb mértékben képes állítani. (Ezért nem egyezik meg a 61. és a 45. ábrákon látható hatás ugyanakkora elmozdításra.) A kísérlet során az ékpárt 1 illetve 2 mm-rel toltam el, 500 (a, c, d) illetve 1000 (b) másodperc alatt. A mozgatas során fellépő tüskék a piezo-lépetetőmotor (Newport Picomotor modell 8303) rezgéseinek és szabálytalan mozgásának köszönhető.



62. ábra: Az izokronikus ékpár mozgatasának hatása [T13]

A léptetőmotor lépései közben fellépő rezgés sajnos nem tette lehetővé az ékek gyorsabb mozgatasát, mivel akkor az oszcillátorban megszűnt a módusszinkronizáció. Megjegyezzük, hogy egy egyenáramú motorral hajtott eltoló feltehetőleg kisebb zajjal terhelt mérést eredményezett volna.

## 9. Összefoglalás, tézispontok

### 8.1 Magyar nyelven

A munkám célja egy olyan vivő-burkoló fáziscsúszást mérő módszer kidolgozása, amely mérési elve lehetőség szerint sávszélességtől független, azaz amivel sok optikai ciklusú impulzusok vivő-burkoló fáziscsúszását is megbízhatóan mérhetjük. A munkám alapjául az akkor frissen megalkotott első lineáris mérési eljárást részletes elemzése szolgált. Ez a módszer egy spektrálisan és térben bontott Mach-Zehnder interferométer tárgykarába tett rezonáns körből állt, és a fáziscsúszás értékére az interferogram láthatóságából lehetett következtetni. Jóllehet kísérletileg bizonyították, hogy ez a módszer működik, ugyanakkor a mérés önmaga nehéz volt, a kiértékelés hosszadalmas, és gyakorta kellett kalibrálni.

A Szegeden, valamint a berlini Max Born Institut illetve a Párizs melletti LAL intézetekben végzett modellezési, fejlesztési, és kísérleti munkám során a következő főbb eredményeket értem el.

1. Modelleztem egy, csak lineáris optikai elemeken alapuló vivőhullám-burkoló fáziscsúszást relatív módon mérő eljárást. Egy impulzus-sorozatban az egymás utáni impulzusok egy rezonáns kör segítségével időben közel átfedésbe hozhatóak. Az így létrehozott spektrális interferogramból és az oszcillátor ismétlési frekvenciájából ki lehet számolni a vivő-burkoló fáziscsúszás kezdeti értékétől való eltérését [T1-T4].
2. Megépítettem a kísérleti elrendezést, melyhez egy aktív optikai úthossz-stabilizáló rendszert fejlesztettem ki. A 10 nm pontossággal 3,546 m hosszúságon tartott rezonáns visszacsatoló kör segítségével végrehajtott, a sztenderd f-to-2f eljárással ellenőrzött pilot kísérletben néhány ciklusú lézerimpulzusok a vivő-burkoló fáziscsúszását 149 mrad pontossággal mértem meg [T3-T8].
3. Demonstráltam, hogy a kifejlesztett lineáris optikai módszer alkalmas a lassú, termikus eredetű vivő-burkoló fáziscsúszás-változás stabilizálásának vezérlésére is. Egy szabadon működő lézeroszcillátorba épített izokronikus ékpárat egy visszacsatoló rendszeren keresztül a kifejlesztett mérési eszköz segítségével vezérelve a lassú vivő-burkoló fáziscsúszást változást  $\pm 47$  mrad-ra stabilizáltam [T3, T4, T9-T11].
4. A világon először mértem meg sok ciklusú, 2 pikoszekundumos fényimpulzusok CEP-csúszásának változásait [T3, T4, T12-T14]. A fáziscsúszás módosítására három különböző módszert használva egyértelműen kimutattam, hogy a kifejlesztett módszer

valóban a vivő-burkoló hullám csúszásának változását méri hosszú impulzusok esetén is, azaz a módszer valóban független a sávszélességtől. A fáziscsúszás méréséhez kifejlesztett berendezés segítségével kimutattam, hogy egy nagy jósági tényezőű ( $Q=28000$ ), keskenysávú lézerimpulzusok passzív erősítésére szolgáló rezonátor működése a lézerimpulzusok vivő-burkoló fázisától is függ [T15, T16].

## 8.2 Angol nyelven / Summary in english

### *I. Introduction*

Nowadays, the length of the shortest achievable laser pulses in the visible and near infrared region reached the cycle length of the light wave. The results of experiments using these so-called single-cycle pulses with a length of only a few femtoseconds strongly depend on the temporal shape of the electric field. For a quantitative description of the position of the electric field, the term Carrier-Envelope Phase (CEP) was introduced. Due to the well known fact, that the carrier wave propagates by the phase velocity, while the pulse envelope does by the group velocity, pulse train of a laser oscillator has a changing CEP from pulse to pulse.

The chase for generation of shorter and even shorter light pulses with well-controlled parameters (like CEP, spectra, pulse shape, beam profile, ...etc.) is not only a topic of fundamental scientific research and development. On the contrary, it is mostly driven by the need of the scientific community for exceptional measurement tools. Among those, the attosecond pulse generation and precision laser spectroscopy are to be emphasized, which are especially sensitive to changes of CEP.

Attosecond pulses are generated by a process called High Harmonic Generation, where multi-photon absorption provided by the high peak intensity of an ultrashort laser pulse pulls electrons off the targeted atoms, and when the electric field changes its sign, those electrons are collided into the atoms. At the recombination, radiation of short pulse trains in UV light and X-rays occurs. If the utilized laser pulse has only one optical cycle of the electric field, it depends on the correct CEP, whether one can generate a single attosecond pulse, or not. By using pulses of multiple optical cycles, trains of short pulses can be generated in the default case. But recently, techniques have been invented to overcome this limitation, and to generate single attosecond pulses by using longer laser pulses of multiple cycles. Naturally, the single attosecond pulses generated this way also depend on CEP.

For measurements in precision spectroscopy, more and more narrowband light sources are needed, which have a well-known wavelength. The traditional way of achieving this is the synchronization of some microwave devices and infrared lasers to an atomic clock, creating a complicated frequency-conversion chain. At the same time, at the field of ultrashort pulses, lasers with even broader spectral bandwidth were created, and new further spectral broadening solutions were invented. Paradoxically, these developments resulted in a breakthrough for narrow-band precision laser spectroscopy.



The ultimate sources of ultrashort pulses are usually laser oscillators emitting an evenly spaced pulse train. According to Fourier transform, this means, that the broad spectrum (seen on a spectrograph) consists of millions of very narrowband, regularly spaced spectral lines. The spacing of this frequency comb structure equals the repetition rate. If the absolute position of the comb (that depends on the carrier-envelope phase shift) is measured, one has millions of known optical frequencies to experiment with. Moreover, if the parameters of the oscillator are changed, for example, by pushing of a simple fused silica wedge inside the cavity, the frequency comb can be fine-tuned. The frequency comb can be converted by nonlinear optic methods to other wavelength regimes, from NIR to XUV, and even generation of a gamma-ray comb seems possible.

The widespread methods of CEP-shift measurement pose stringent requirements on the laser to be measured, like octave spanning spectra and high enough intensity to drive the involved nonlinear effects. These requirements imply, that precision laser spectroscopy experiments required the use of few-cycle titanium-sapphire lasers. A Ti:S laser is a rather complex device, which is sensitive to slight temperature changes, and needs lot of maintenance. Any further wavelength conversion step adds up to the complexity of the system.

Consequently, scientific topics of attosecond physics and precision laser spectroscopy would profit of a CEP-measurement device, which is capable of measuring laser pulses consisting of dozens of optical cycles, or even pulses with a length of some picoseconds.

## *II. Aims*

The aim of the thesis is to develop a method for CEP-shift measurement, which employs a bandwidth-independent measurement principle, that is usable to measure CEP-shift of many-cycle laser pulses in a reliable manner. In addition, if I can ensure to apply only linear optical elements and processes, then the method would require significantly less input power.

In more details, as a starting point I took the at the that time recently introduced linear measurement method for a detailed investigation. That was based on spectrally and spatially resolved interferometry (SSRI), with a resonant ring in one arm of the Mach-Zehnder interferometer. The CEP shift was resulted from the visibility of the interference fringes. Although this was proven to work, but in practice it was cumbersome to operate and was also a subject of very frequent calibrations.

1. I proposed to develop a relative CEP-shift measurement method, that is based on pure linear optics. My further goals are to simulate the experiment and the effects of the environmental circumstances, and to design the experimental layout.
2. My second goal is to build and test the experimental set-up, and to compare the results of the simulation and the experiment. After that, to prove the function of the method, I intend to do some comparative measurements to one of the widespread CEP-shift measurement methods.
3. Finally, to prove the independence of the all-linear method from the bandwidth of the laser, I intend to do a CEP-shift measurement on a laser system, where this is impossible to do by the widespread methods.

### *III. Applied methods and tools*

1. As the first step, I conducted a detailed numeric simulation in **MathCad** software. I made the conclusion, that the measurement method can be highly simplified. I made simulations on parameter changes of the incoming pulse train and changes of the experimental circumstances. In the numeric model, I considered (among others) the round-trip path length difference of the oscillator and the resonant ring, refractive index of air, dispersion of the optical elements in use, and reflectivity of the beam splitters. I calculated the effects of change of the repetition rate of the laser oscillator, and effects of thermal expansion caused by local  $\pm 0.1^\circ\text{C}$  temperature changes, too.
2. The experimental set-up consisted of a **resonant ring**, a (CE-Optics model CEO-2D-800) imaging **spectrograph** and a Berkeley Nucleonics BNC1105 **counter**, and was automatized using the National Instruments **Labview** framework. For the first proof of concept, a home-made **Ti:S laser** of the Department of Optics at University of Szeged was utilized. ( Bandwidth was 60 nm, and repetition rate was 70,5 MHz. ) In the experiment, I just modified the own CEP-shift of the resonant ring by moving the inserted **isochronic wedge pair**. After successful experiments at Szeged, the set-up was tested in Max Born Institut in Berlin, where a Femtolasers Rainbow **CEP-shift stabilized oscillator** (at 84 MHz repetition rate) and an **f-2f interferometer** (as a widespread CEP-shift measurement method) was available. Results of the linear and the f-2f phase-shift measurement methods were recorded and compared, while the CEP shift was tuned by moving one element of the intracavity **fused silica wedge pair**.

3. To prove the bandwidth independence, a *Ti:S laser* of LAL laboratory near Paris *having 2-picosecond transform limited pulse length* was used. (The oscillator itself was a modified Coherent Mira.) To record the pretty much narrow spectra of this laser, a *home-made spectrograph* was built, which employed a 1200 line/mm reflective grating and had a magnification of 15. To change the carrier-envelope phase shift, the *temperature of the laser crystal, power of the pump laser*, and an intracavity *isochronic wedge pair* was used.

#### *IV. New scientific results*

1. I modeled an all-linear optical relative carrier-envelope phase shift measurement method. Subsequent pulses of a pulse train can be nearly overlapped in time by a resonant ring. From the resulting spectral interference and the repetition rate of the oscillator one can calculate difference of the CEP shift from the initial value. [T1-T4]
2. I assembled the experimental set-up, and created an active length-stabilizer subsystem for the resonant ring. In a pilot experiment supervised by the widespread f-2f interferometry, I have used the resonant ring (set to 3,546 m length and stabilized to  $\pm 10$  nm) to measure CEP-shift of few-cycle pulses with an RMS error as low as  $\pm 149$  mrad. [T3-T8].
3. I demonstrated the ability of the linear CEP-shift measurement method to control a stabilization method against slow CEP-shift changes of thermal origin. At the experiment an isochronic wedge pair was put into the cavity of a free-running Ti:S laser, and it was controlled through a feedback system by the developed method to eliminate the slow CEP-shift changes to a precision of  $\pm 47$  mrad. [T3,T4,T9-T11].
4. I measured CEP-shift changes of many-cycle, 2 picosecond pulses for the first time [T3, T4, T12-T14]. By utilizing three different physical effects to change the CEP-shift, I have unambiguously demonstrated, that the developed method is detecting the carrier-envelope phase-shift indeed, even if such long pulses are used. Thus, the method is really bandwidth-independent. By utilizing the experimental device developed to the CEP-shift measurements, I have demonstrated, that gain in a high finesse ( $F=28000$ ) cavity (used for pulse-stacking) clearly depends on CEP-shift. [T15, T16]

## 10. Tézispontok alapjául szolgáló publikációk

### *A tézispontokhoz kapcsolódó tudományos publikációk:*

- [T1] Jójárt Péter, Osvay Károly: *Vivő-burkoló fázis csúszás mérése lineáris optikai módszerrel*, Fizika OTDK III. helyezett dolgozat és előadás, 2009 Április 7-9
- [T2] P. Jójárt, K. Osvay: *A simple linear optical measurement of carrier-envelope phase shift*, International School of Quantum Electronics, Erice, Italy, 10-16 July, 2009
- [T3] Jójárt Péter, Börzsönyi Ádám, Osvay Károly: *Vivőhullám-burkoló-fáziscsúszás mérése és stabilizálása lineáris optikai módszerrel*, Fizikus vándorgyűlés (2013), 20.12. poszter
- [T4] Jójárt Péter, Börzsönyi Ádám, Osvay Károly : *Lineáris optikai módszer vivő-burkoló fázis csúszásának mérésére*, Fizikai Szemle, 2014 / 7
- [T5] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay: *Agile linear interferometric method for carrier-envelope phase drift measurement*, Optics Letters, **37** (2012) 836-838
- [T6] Á. Börzsönyi, P. Jójárt, S. Koke, M. Görbe, K. Osvay: *A simple linear optical measurement of carrier envelope phase shift*, High-Intensity Lasers and High-Field Phenomena (HILAS) 16-18 February, 2011, Istanbul, Turkey, Pres. number: HThD5
- [T7] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, S. Koke, M. Görbe, K. Osvay: *A Simple Linear Technique for Measuring the Carrier-Envelope Offset Phase of Ultrashort Pulses*, CLEO Science and Innovations, USA, Baltimore, Maryland, 1-6 May, 2011, paper CWI6
- [T8] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay: *General Linear Method for Carrier-Envelope Offset Phase Measurements*, Ultrafast Optics, Monterey, California, September 26-30, 2011, paper Mo12
- [T9] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, M. Merő, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay: *An all-linear-optical technique for intracavity stabilization of CEP drift*, ISTC-GSI YOUNG SCIENTISTS SCHOOL 2011, Darmstadt, Germany, 10-15 Oct, 2011
- [T10] P. Jójárt, A. Börzsönyi, M. Merő, K. Osvay: *An all-linear-optical technique for intracavity stabilization of CEP drift*, Light at Extreme Intensities (LEI) 2011 Conference, Szeged, Hungary 14-18 Nov. 2011, paper L2.9 [G]
- [T11] P. Jójárt, A. Börzsönyi, M. Merő, K. Osvay : *All-linear-optical technique for intracavity stabilization of CEP drift* CLEO 2012 San Jose, USA 6-8 May 2012 CW1D.5
- [T12] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, K. Osvay, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, C. Michel, L. Pinard, V. Sосkov, A. Variola, F. Zomer: *An all-linear-optical technique for relative CEP-shift measurement of picosecond pulses*, Lézer Tea (2014), poszter
- [T13] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, V. Sосkov, F. Zomer, R. Chiche, E. Cormier, K. Osvay: *Carrier-envelope phase drift measurement of picosecond pulses by an all-linear-optical means*, Optics Letters **39** (2014) 5913-5916

- [T14] Á. Börzsönyi, P. Jójárt, R. Chiche, V. Soskov, F. Zomer, E. Cormier, K. Osvay: *Carrier-envelope Phase Drift Detection of Picosecond Pulses*, XVIIIth International Conference on Ultrafast Phenomena, 8 - 13 July 2012, Lausanne, Switzerland
- [T15] P. Jójárt, A. Börzsönyi, R. Chiche, V. Soskov, A. Variola, F. Zomer, E. Cormier, K. Osvay: *Carrier-envelope Phase Drift of Picosecond Frequency Combs from an Ultrahigh Finesse Fabry-Perot Cavity*, Conference on Lasers and Electro-Optics 2013. jun. 9-14, San Jose, USA
- [T16] Á. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, P. Jójárt, C. Michel, K. Osvay, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, F. Zomer: *External cavity enhancement of ps pulses with 28000 cavity finesse*, Appl. Optics. **52** (2013) 8376-8380

***További, referált folyóiratban megjelent közlemény:***

- [A] H. Tóháti, Á. Sipos, G. Szekeres, A. Mathesz, A. Szalai, P. Jójárt, J. Budai, Cs. Vass, A.Kőházi-Kis, M. Csete, Zs. Bor, *Surface plasmon scattering on polymer-bimetal layer covered fused silica gratings generated by laser induced backside wet etching*, Applied Surface Science **255** (2009) 5130-5137

***További konferenciaanyagok:***

- [B] Jójárt Péter, Kopasz Katalin, Görbe Mihály, Osvay Károly: *Impulzusüzemű és frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer vezérlőprogramjának fejlesztése*, Informatika OTDK II helyezett dolgozat és előadás, 2007 Április 25-27
- [C] H. Tóháti, Á. Sipos, G. Szekeres, A. Mathesz, A. Szalai, P. Jójárt, J. Budai, Cs. Vass, A. Kőházi-Kis, M. Csete, Zs. Bor, *Surface plasmon coupling on polymer - bimetal layer covered fused silica gratings generated by laser induced backside wet etching*, EMRS 2008, Strasbourg, France, paper B/PI/56
- [D] Á. Börzsönyi, P. Jójárt, M. Kovács, M. Görbe, K. Osvay: *Independent Control of Arbitrary Dispersion Order of High Intensity Laser Pulses*, High-Intensity Lasers and High-Field Phenomena (HILAS) 16-18 February, 2011, Istanbul, Turkey, Pres. number: HWC9
- [E] M.Görbe, Á. Börzsönyi, P. Jójárt, M. Kovács, K. Osvay: *Independent control of arbitrary orders of dispersion at the high power end of CPA lasers*, XXXI ECLIM 2010, Budapest, Hungary, paper: P13.
- [F] Á. Börzsönyi, M. Görbe, P. Jójárt, M. Kovács, K. Osvay: *Independent control of arbitrary high order dispersion of high intensity laser pulses*, ICUIL, 26 Sept - 01 Oct, 2010, Watkins Glen, USA
- [G] M. Kovács, Á. Börzsönyi, P. Jójárt, K. Osvay: *Independent control of arbitrary dispersion order of high power ultrashort pulses*, Light at Extreme Intensities (LEI) 2011 Conference, Szeged, Hungary 14-18 Nov. 2011, paper L2.11
- [H] Á. Börzsönyi, R.S. Nagymihály, P. Jójárt, K. Osvay: *Carrier-Envelope Phase Noise of Ultrashort Pulses in a Ti:Sapphire Amplifier*, Conference on Lasers and Electro-Optics 2013. jun. 9-14, San Jose, USA

- [1] Á. Börzsönyi, R.S. Nagymihály, P. Jójárt, K. Osvay: *Carrier-Envelope Phase Noise Increment Due to Thermal Issues of a Ti:Sapphire-Based Amplifier*, Advanced Solid-State Lasers 2013, Oct. 27- Nov. 1., Paris, France

## 11. Felhasznált irodalom

- [1] F. X. Kärtner, U. Morgner, T. Schibli, R. Ell, Hermann A. Haus, J. G. Fujimoto, E.P.Ippen: *Few-Cycle Pulses Directly from a Laser*, in *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, (Springer, 2004)
- [2] [http://www.rp-photonics.com/frequency\\_doubling.html](http://www.rp-photonics.com/frequency_doubling.html)
- [3] [http://www.rp-photonics.com/sum\\_and\\_difference\\_frequency\\_generation.html](http://www.rp-photonics.com/sum_and_difference_frequency_generation.html)
- [4] [http://www.rp-photonics.com/parametric\\_amplification.html](http://www.rp-photonics.com/parametric_amplification.html)
- [5] ELI Preparatory Phase - White Book
- [6] W.Denk, J.H.Strickler; W.W. Webb: *Two-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy*, Science, **248**, (1990) 73-76.
- [7] M.Straub, P.Lodemann, P.Holroyd, R.Jahn, S.W.Hell: *Live cell imaging by multifocal multiphoton microscopy*, European Journal of Cell Biology **79**, (2000) 726-734
- [8] [http://en.wikipedia.org/wiki/Coulomb\\_explosion](http://en.wikipedia.org/wiki/Coulomb_explosion)
- [9] Ahmed H. Zewail, *Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the chemical bond using ultrafast lasers*, Nobel Lecture, December 8, 1999.
- [10] R.J. Gordon, L. Zhu, T.Seideman: *Coherent Control of Chemical Reactions*, Accounts of Chemical Research **32**, (1999) 1007-1016
- [11] [http://www.rp-photonics.com/supercontinuum\\_generation.html](http://www.rp-photonics.com/supercontinuum_generation.html)
- [12] [http://www.rp-photonics.com/photonic\\_crystal\\_fibers.html](http://www.rp-photonics.com/photonic_crystal_fibers.html)
- [13] Gy. Farkas, Cs. Tóth: Proposal for attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases Physics Letters A, **168**, (1992) 447-450
- [14] P.B.Corkum: *Plasma perspective on strong field multiphoton ionization*, Physical Review Letters, **71**, (1993) 1994-1997
- [15] I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn: *High-Harmonic Generation of Attosecond Pulses in the "Single-Cycle" Regime*, Physical Review Letters **78**, (1997).
- [16] A. de Bohan, P. Antoine, D. B. Milosevic, B. Piraux: *Phase-Dependent Harmonic Emission with Ultrashort Laser Pulses* Physical Review Letters, **81**, (1998) 1251 - 1254
- [17] Farkas Győző: *Attoszekundum időtartamú fényimpulzusok*, Fizikai Szemle **56**. évfolyam **12.szám**, (2006) 408-412
- [18] N.E. Andreev: Laser wake field electron acceleration, ISTC-GSI YOUNG SCIENTISTS SCHOOL 2011, "Ultra-High Intensity Light Science and Applications" GSI, Darmstadt, Germany 2011, October 10 – 15
- [19] <http://cuos.engin.umich.edu/researchgroups/hfs/research/ion-acceleration/>

- [20] <http://www.eli-laser.eu/hadrontherapy.html>
- [21] Th. W. Hänsch: *Nobel Lecture: Passion for precision*, Reviews of Modern Physics, **78**, (2006) 1297-1309
- [22] P.De Natale, P.Cancio, D.Mazzotti: *Infrared precision spectroscopy using femtosecond-laser-based optical frequency-comb synthesizers*, Springer: Femtosecond Laser Spectroscopy, 5. fejezet.
- [23] D. A. Jennings, C. R. Pollock, F. R. Petersen, R. E. Drullinger, K. M. Evenson, J. S. Wells, J. L. Hall, H. P. Layer: *Direct frequency measurement of the  $I_2$ -stabilized He-Ne 473-THz (633-nm) laser*, Optics Letters, **8**, (1983) 136-138
- [24] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner: *First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation*, Physical Review Letters, **76**, (1996) 18-21
- [25] O. D. Mücke, O. Kuzucu, F. N. C. Wong, E. P. Ippen, and F. X. Kärtner, S. M. Foreman, D. J. Jones, L.-S. Ma, J. L. Hall, and J. Ye: *Experimental implementation of optical clockwork without carrier-envelope phase control* Optics Letters, **29**, (2004) 2806-2808
- [26] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T. W. Hänsch : *Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser*, Physical Review Letters, **82**, (1999) 3568-3571
- [27] T.Steinmetz, T.Wilken, C.A.Hauck, R.Holzwarth, T.W.Hänsch,L.Pasquini, A.Manescau, S.D'Odorico, M.T.Murphy, T.Kentischer, W.Schmidt, T.Udem: *Laser Frequency Combs for Astronomical Observations*, Science, **321**, (2008) 1335-1337
- [28] S.Lopez: *The Universe Measured with a Comb*, Science, **321**, (2008) 1301-1302
- [29] M. Mayor, D. Queloz: *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, Nature, **378**, (1995) 355-359
- [30] J.N. Eckstein, A.I. Ferguson and T.W. Hänsch: *High resolution two photon spectroscopy with picosecond light pulses*, Physical Review Letters, **40**, (1978) 847-850
- [31] [http://www.rp-photonics.com/optical\\_clockworks.html](http://www.rp-photonics.com/optical_clockworks.html)
- [32] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T. W. Hänsch: *Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser*, Optics Letters, **24**, (1999) 881-883
- [33] L. Xu, Ch. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz,T. W. Hansch: *Route to phase control of ultrashort light pulses*, Optics Letters, **21**, (1996) 2008-2010
- [34] R.Szipőcs, F.Kárpát, C.Spielmann, F.Krausz: *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*, Optics Letters, **19**, (1994) 201-203



- [35] K.Osvay, G.Kurdi, J.Hebling, Z.Bor, A.P.Kovács, R.Szipőcs: *Measurement of the group delay of laser mirrors by Fabry-Perot interferometer*, Optics Letters, **20**, (1995) 2339-2341
- [36] L. Xu, C. Spielmann, F. Krausz, R. Szipőcs: *Ultra broadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation*, Optics Letters, **21**, (1996) 1259-1261
- [37] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, S. T. Cundiff: *Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis*, Science, **288**, (2000) 635-639
- [38] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, U. Keller: *Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation*, Applied Physics B, **69**, (1999) 327-332
- [39] T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch: *Optical frequency metrology*, Nature, **416**, (2002) 233-237
- [40] H.R. Telle, D. Meschede, T.W. Hänsch: *Realization of a new concept for visible frequency division: phase locking of harmonic and sum frequencies*, Optics Letters, **15**, (1990) 532-534
- [41] C. J. Saraceno, S. Pekarek, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, C. Schriber, M. Golling, K. Beil, C. Kränkel, G. Huber, U. Keller, T. Südmeyer: *Self-referenceable frequency comb from an ultrafast thin disk laser* Optics Express, **20**, (2012) 9650-9656
- [42] T.Fuji, A.Apolonski, F.Krausz: *Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation*, Optics Letters, **29**, (2004) 632-634
- [43] A. M. Sayler, T. Rathje, W. Müller, K. Rühle, R. Kienberger, G. G. Paulus : *Precise, real-time, every-single-shot, carrier-envelope phase measurement of ultrashort laser pulses*, Optics Letters, **36**, (2011) 1-3
- [44] Á. Börzsönyi, A. P. Kovács, M. Görbe, K. Osvay: *Advances and limitations of phase dispersion measurement by spectrally and spatially resolved interferometry*, Optics Communications, **281**, (2008) 3051-3061
- [45] K. Osvay, M. Görbe, C. Grebing, G. Steinmeyer: *A bandwidth-independent linear method for detection of carrier-envelope offset phase*, Optics Letters, **32**, (2007) 3095-3097
- [46] M. Görbe, C. Grebing, G. Steinmeyer, K. Osvay: *A linear optical method for measuring the carrier-envelope phase drift*, Applied Physics B, **95**, (2009) 273-280
- [47] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, F. Krausz: *Controlling the Phase Evolution of Few-Cycle Light Pulses*, Physical Review Letters, **85**, (2000) 740-743
- [48] M.Görbe, K.Osvay, C.Grebing, G.Steinmeyer: *Isochronic carrier-envelope phase-shift compensator*, Optics Letters, **33**, (2008) 2704-2706
- [49] A.Baltuska, T.Udem, M.Uiberacker, M.Hentschel, E.Goulielmakis, C.Gohle, R.Holzwarth, V.S.Yakovlev, A.Scrinzi, T.W.Hänsch, F.Krausz: *Attosecond control of electronic processes by intense light fields*, Nature, **421**, (2003) 611-615

- [50] Yong Soo Lee, Jae Hee Sung, and Chang Hee Nam, Tae Jun Yu and Kyung-Han Hong: *Novel method for carrier-envelope-phase stabilization of femtosecond laser pulses*, Optics Express, **13**, (2005) 2969-2976
- [51] Laser Quantum whitepaper: *CEO/CEP stabilization of Ti:sapphire femtosecond lasers without AOM*, [http://www.laserquantum.com/files/documents/CEP\\_whitepaper2.pdf](http://www.laserquantum.com/files/documents/CEP_whitepaper2.pdf)
- [52] J.Reichert, R.Holzwarth, Th.Udem, T.W.Hansch: *Measuring the frequency of light with mode locked lasers*, Optics Communications, **172**, (1999) 59-68
- [53] S. Koke, C. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, G. Steinmeyer: *Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise*, Nature Photonics, **4**, (2010) 462-465
- [54] F.Lücking, A.Assion, A.Apolonski, F.Krausz, G.Steinmeyer: *Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method*, Optics Letters, **37**, (2012) 2076-2078
- [55] Á. Börzsönyi, Z. Heiner, M. P. Kalashnikov, A. P. Kovács, K. Osvay: *Dispersion measurement of inert gases and gas mixtures at 800 nm*, Applied Optics, **47**, (2008) 4856-4863
- [56] <http://www.ligo.caltech.edu/>
- [57] National instruments: TDMS white paper: <http://www.ni.com/white-paper/3727/en/>
- [58] National instruments: Labview Object Oriented Programming white paper: <http://www.ni.com/white-paper/3574/en/>
- [59] Jeffrey Habets: *LabVIEW Object-Oriented Programming: Concepts, Use Cases and Best Practices*, [http://www.vi-tech.nl/public/files/downloads/LVDay2008\\_LVOOP.pdf](http://www.vi-tech.nl/public/files/downloads/LVDay2008_LVOOP.pdf)
- [60] R. J. Jones, K. D. Moll, M. J. Thorpe, Jun Ye: *Phase-Coherent Frequency Combs in the Vacuum Ultraviolet via High-Harmonic Generation inside a Femtosecond Enhancement Cavity*, Physical Review Letters, **94**, (2005) 193201
- [61] V. Brisson, R. Cizeron, R. Chiche, E. Cormier, Y. Fedala, R. Flaminio, D. Jehanno, M. Lacroix, C. Michel, N. Pavloff, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, Y. Zaouter, F. Zomer: *High finesse Fabry-Perot cavities in picosecond regime*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **608**, (2009) S75-S77
- [62] P. Walter, A. Variola, F. Zomer, M. Jaquet, A. Loulergue: *A new high quality X-ray source for Cultural Heritage*, Comptes Rendus Physique **10**, (2009) 676-690
- [63] K. Krajewska, J. Z. Kaminski: *Universality of comb structures in strong-field QED*, arXiv:**1307.5433** [hep-ph] (2013)
- [64] L.v.d.Wense, P.G.Thirolf, D. Kalb, M. Laatiaoui: *Towards a direct transition energy measurement of the lowest nuclear excitation in  $^{229}\text{Th}$* , arXiv:**1211.0710v1** [nucl-ex] (2012)

## 12. A gyakori rövidítések magyarázata

Rövidítés	Angol elnevezés	Magyar elnevezés
CEP CEO	Carrier-Envelope Phase Carrier-Envelope Offset	Vivőhullám-burkoló fázis
CEP-shift	Carrier-Envelope Phase Shift	Vivő-burkoló fáziscsúszás
GD	Group Delay	Csoportkésleltetés
GDD	Group Delay Dispersion	Másodrendű diszperzió vagy Csoportkésleltetés diszperzió
TOD	Third Order Dispersion	Harmadrendű diszperzió
SSRI	Spectrally and Spatially Resolved Interferometry	Spektrálisan és térben bontott interferometria
HHG	High Harmonic Generation	Magas felharmonikus keltés
AOM	Acusto Optic Modulator	akusztó-optikai modulátor
AOFS	Acusto Optic Frequency Shifter	Akusztó-optikai frekvencia- szabályozó
f-2f	fundamental to second harmonic interferometer [38,39]	alapharmonikus - másod – harmonikus interferométer (részletes leírás: 3.2 fejezet)
PLL	Phase Locked Loop	Fázis-zárt hurok
PID	Proportional Integral Derivative controller	PID szabályozó
ROI	Region of Interest	Kamera kiolvasandó területe
FPS	Frame per Second	Képkocka / másodperc
OOP	Object Oriented Programming	Objektumorientált programozás

## 12. Köszönetnyilvánítás

Ezúton fejezem ki köszönetemet témavezetőmnek, dr. Osvay Károlynak aki a tudományos problémák felvetésével és megoldásukhoz nyújtott hasznos tanácsaival, segítségével, a munkához szükséges feltételek biztosításával az értekezés elkészítését lehetővé tette.

A munkámhoz szükséges anyagi feltételeket az OTKA K75149, a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060, és a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012 pályázatok támogatásával biztosítottuk.